

Boschum 1976

**Bestimmung der Elektronendichte  
aus dem Streuspektrum erzeugt durch  
kollektive Streuung von CO<sub>2</sub>-Laserlicht  
an einem Theta-Pinch Plasma**

von

**Manfred Schlott**  
          

1976



**Bestimmung der Elektronendichte  
aus dem Streuspektrum erzeugt durch  
kollektive Streuung von CO<sub>2</sub>-Laserlicht  
an einem Theta - Pinch Plasma**

Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften  
der  
Abteilung für Physik und Astronomie  
an der Ruhr-Universität Bochum

von  
Manfred Schlott

Bochum 1976

Referent: Prof. Dr. H. J. Kunze

Korreferent: Prof. Dr. H. Schlüter

Tag der mündlichen Prüfung: 4. April 1976

## INHALTSVERZEICHNIS

|                                                                                                    | Seite |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| 1. <u>Einleitung</u>                                                                               | 1     |
| 1.1 Allgemeine Grundsätze zur Bewertung eines neuen Meßverfahrens                                  | 1     |
| 1.2 Zielsetzung für ein Streuexperiment mit dem CO <sub>2</sub> -Laser                             | 1     |
| 2. <u>Einiges aus der Theorie der Lichtstreuung</u>                                                | 3     |
| 2.1 Streulichtleistung als Funktion der Plasmamparameter, der Laserleistung und der Streugeometrie | 3     |
| 2.2 Bedingung für die Beobachtung von Streulicht an kollektiven Plasmaphänomenen                   | 5     |
| 2.3 Beziehungen zwischen der Streufunktion und den Plasmamparametern                               | 7     |
| 2.3.1 Streuung an Elektronenplasmawellen                                                           | 7     |
| 2.3.2 Streuung an Ionenschallwellen                                                                | 10    |
| 2.3.3 Streulichtleistung frequenzintegriert                                                        | 12    |
| 3. <u>Festlegung der Parameter für das Streuexperiment mit dem CO<sub>2</sub>-Laser</u>            | 12    |
| 3.1 Der Streuparameter                                                                             | 14    |
| 3.2 Beobachtungswinkel $\theta$ und Raumwinkel                                                     | 14    |
| 3.3 Plasmamparameter                                                                               | 15    |
| 3.3.1 Bremsstrahlungsleistung                                                                      | 15    |
| 3.3.2 Streulichtleistung                                                                           | 17    |
| 3.3.3 Untere Grenze für die Temperatur; Detektorrauschen                                           | 18    |
| 3.3.4 Der Wertebereich für die Plasmamparameter ( $n_e$ , $kT_e$ )                                 | 18    |
| 4. <u>Die Theta-Pinch-Apparatur</u>                                                                | 19    |
| 4.1 Zur Reproduzierbarkeit der Plasmaerzeugung                                                     | 20    |
| 4.2 Erzeugung eines magnetfeldfreien, vollständig ionisierten Anfangsplasmas                       | 20    |
| 4.3 Die Komponenten der Theta-Pinch-Apparatur                                                      | 22    |
| 4.4 Liste der Daten für die Hauptentladungsbatterie und die Kompressionsspule                      | 23    |
| 4.5 Temperaturzunahme bei der schnellen magnetischen Kompression im Free-Particle-Modell           | 23    |
| 4.5.1 Annahmen bei der Abschätzung der Plasmamparameter                                            | 25    |
| 4.5.2 Berechnung der Plasmamparameter                                                              | 25    |



|         |                                                                                          |    |
|---------|------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 5.      | <u>Experimentelle Ermittlung der Plasmadaten</u>                                         | 28 |
| 5.1     | Die Umfangsspannung $U_E$                                                                | 28 |
| 5.2     | Das Kompressionsverhältnis                                                               | 28 |
| 5.3     | Bestimmung der Elektronentemperatur aus einem<br>Linie zu Kontinuum-Intensitätsvergleich | 30 |
| 5.3.1   | Side-on-Messung                                                                          | 30 |
| 5.3.2   | End-on-Messung                                                                           | 32 |
| 5.4     | Bestimmung der Elektronendichte                                                          | 32 |
| 5.4.1   | Vorbemerkungen                                                                           | 32 |
| 5.4.2   | Intensitätseichung                                                                       | 36 |
| 5.5     | Magnetfeldmessungen                                                                      | 36 |
| 5.6     | Zusammenfassung                                                                          | 40 |
| 5.7     | Betrieb des Theta-Pinches unter veränderten<br>Bedingungen                               | 41 |
| 5.7.1   | Auswahl neuer Betriebsbedingungen                                                        | 41 |
| 5.7.2   | Bestimmung der Elektronentemperatur aus Linie<br>zu Kontinuum-Messungen                  | 43 |
| 5.7.3   | Bestimmung der Elektronentemperatur aus<br>Magnetfeldmessungen                           | 43 |
| 5.7.4   | Tabelle der gemessenen Plasmamaparameter<br>(ausschließlich Laserstreumessungen)         | 44 |
| 6.      | <u>Das optische System für die Laserstreumessungen</u>                                   | 45 |
| 6.1     | Der Laserlichtstrahlengang                                                               | 45 |
| 6.1.1   | Der Laser                                                                                | 45 |
| 6.1.2   | Strahlengang zur Fokussierung des Laserlichts in<br>das Plasma                           | 49 |
| 6.2     | Der Streulichtstrahlengang                                                               | 50 |
| 6.2.1   | Der Infrarotdetektor                                                                     | 51 |
| 6.2.1.1 | Der Kristall                                                                             | 51 |
| 6.2.1.2 | Das elektrische Schaltbild für den Infrarotdetektor                                      | 53 |
| 6.2.2   | Der Plasmamonitor                                                                        | 55 |
| 6.3     | Justierung des optischen Systems                                                         | 55 |



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

[https://archive.org/details/IA41546611\\_0025](https://archive.org/details/IA41546611_0025)

|         |                                                                                                                                             |    |
|---------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 7.      | <u>Laserstreumessungen</u>                                                                                                                  | 57 |
| 7.1.1   | Zusammen mit den Laserstreumessungen registrierte Meßdaten                                                                                  | 57 |
| 7.1.2   | Betriebsbedingungen für Laser, Detektor und Theta-Pinch bei den folgenden Streulichtmessungen                                               | 57 |
| 7.2.1   | Streulichtmessungen bei $p_0 = 39$ mTorr im Maximum der Kompression (bei $t = \tau/4$ )                                                     | 59 |
| 7.2.2   | Laserstreumessungen bei $p_0 = 39$ mTorr in einer frühen Phase der Kompression ( $t = 0,6 \times \tau/4$ )                                  | 62 |
| 7.3     | Streulichtmessungen bei verschiedenen Fülldrücken im Maximum der Kompression                                                                | 68 |
| 7.4     | Der Streuparameter                                                                                                                          | 75 |
| 7.4.1   | Zur Linienbreite der Elektronensatelliten                                                                                                   | 75 |
| 7.4.2.1 | Vergleich der relativen Streulichtmaxima mit den entsprechenden relativen Elektronentemperaturen                                            | 77 |
| 7.4.2.2 | Bestimmung von Elektronentemperaturen aus den Streulichtmaxima der Elektronensatelliten                                                     | 79 |
| 7.4.3.1 | Zur Frage, ob thermische Fluktuationen das gemessene Streuspektrum bestimmen                                                                | 79 |
| 7.4.3.2 | Vergleich des berechneten Intensitätsverhältnisses vom Plasmalicht zu Streulicht mit dem Gemessenen bei $\lambda \approx 11, \mu$           | 81 |
| 7.4.3.3 | Bestimmung der Elektronentemperatur durch Laserstreumessungen zu verschiedenen Zeiten im Verlauf der Kompression bei $p_0 = 39$ mTorr $D_2$ | 84 |
| 7.4.4   | Vergleich der Streulichtleistungen im Ionen- und Elektronensatelliten am Beispiel der in Abb. 29 dargestellten Messungen                    | 87 |
| 7.4.4.1 | Bemerkungen zur Laserfrequenz                                                                                                               | 87 |
| 7.4.4.2 | Vergleich der Streulichtleistungen                                                                                                          | 87 |
| 7.5     | Vergleich der Ergebnisse mit der Zielsetzung                                                                                                | 89 |
| 7.5.1   | Zum experimentellen Aufbau                                                                                                                  | 89 |
| 7.5.2   | Zusammenfassung der Meßergebnisse                                                                                                           | 90 |



## 1. EINLEITUNG

### 1.1 Allgemeine Grundsätze zur Bewertung eines neuen Meßverfahrens

Mit der vorliegenden experimentellen Arbeit soll einerseits demonstriert werden, wie der CO<sub>2</sub>-Laser zu speziellen Streulichtmessungen in der Plasmadiagnostik vorteilhaft verwendet werden kann; andererseits soll diese Diagnostikmethode mit den üblichen Streulichtuntersuchungen bewertend verglichen werden, die Laser im sichtbaren Spektralbereich benutzen. Dazu muß auf folgende Fragen eine Antwort gefunden werden:

- 1) Wie groß ist der technische Aufwand und der Schwierigkeitsgrad in der Handhabung des neuen Meßverfahrens im Vergleich zu den bereits routinemäßig vorgenommenen Laserstreulichtmessungen im sichtbaren Spektralbereich.
- 2) In welchem Maße ist das neue Verfahren dazu geeignet, einen jedweder Messung bisher noch nicht zugänglichen Wertebereich charakteristischer Plasmagrößen erstmalig zu erfassen bzw. einen solchen Bereich in besonders einfacher Weise einer Messung zu unterwerfen?

### 1.2 Zielsetzung für ein Streuexperiment mit dem CO<sub>2</sub>-Laser

Um aus diesen Bewertungsmaßstäben die Zielsetzung für ein experimentelles Programm zu gewinnen, sei die Frage gestellt: Welche praktischen Konsequenzen /3/ hat die im Vergleich zum Rubinlaser um über eine Größenordnung höhere Wellenlänge des CO<sub>2</sub>-Lasers bezüglich seiner Anwendung in einem Streuexperiment? Zur Beantwortung dieser Frage muß der Streuparameter  $\alpha$  herangezogen werden. Er ist wie folgt definiert:

$$\alpha = \frac{1}{k \lambda_D} = \frac{\lambda_L}{4\pi \lambda_D \cdot \sin \theta/2} = 1,1 \cdot 10^{-8} \frac{\lambda_L}{\sin \theta/2} \cdot \sqrt{\frac{n_e}{kT_e}} \quad (1)$$



|                  |                              |                                      |
|------------------|------------------------------|--------------------------------------|
| Hierin bedeuten: | K                            | Streuvektor                          |
|                  | $L_D = 743 (kT_e/n_e)^{1/2}$ | = Debye-Länge [cm]                   |
|                  | $\lambda_L$                  | Laserwellenlänge [ $\mu$ ]           |
|                  | $\theta$                     | Streuwinkel                          |
|                  | $n_e$                        | Elektronendichte [cm <sup>-3</sup> ] |
|                  | $kT_e$                       | Elektronentemperatur [eV]            |

Für  $\alpha > 1$  beobachtet man die Streuung von Laserlicht an kollektiven Fluktuationen der Elektronendichte /2/ im Plasma. Dies ist das Anwendungsgebiet des CO<sub>2</sub>-Lasers, wie im folgenden näher erläutert wird.

Will man also kollektive Phänomene im Plasma beobachten, so hat man bei gegebenen Elektronentemperaturen und -dichten durch geeignete Wahl der Wellenlänge und des Beobachtungswinkels dafür zu sorgen, daß  $\alpha > 1$  wird.

Vom experimentellen Standpunkt aus wird die Beobachtung von Laserstreulicht um so schwieriger, je kleiner man den beobachtungswinkel  $\theta$  wählt. Diese kleinen Streuwinkel kann man mit einem CO<sub>2</sub>-Laser vermeiden, da seine Wellenlänge um mehr als eine Größenordnung höher ist als die des Rubinlasers. Bei diesem z.B. wäre man genötigt, in einem Streuexperiment an einem Plasma mit den Daten  $kT_e = 45$  eV und  $n_e = 4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  einen Streuwinkel von  $\theta = 5^\circ$  zu benutzen, um einen Wert  $\alpha \approx 5$  zu erzielen. Die Verwendung eines CO<sub>2</sub>-Lasers dagegen würde einen Streuwinkel von  $\theta = 90^\circ$  erlauben.

Dieser Vorteil des CO<sub>2</sub>-Lasers könnte allerdings dadurch wieder aufgewogen werden, daß die Technik der Lichtstreuung im Infraroten bei 10,6  $\mu$  sich als besonders schwierig zu handhaben herausstellte. Die Klärung dieser Frage ist ein erstes Ziel dieser Arbeit.

Um das zweite, das Hauptziel dieser Arbeit, zu definieren, muß im Rahmen der oben ganz allgemein zur Beurteilung eines neuen Meßverfahrens aufgestellten Prinzipien folgende Frage beantwortet werden:

Für welche charakteristische Plasmagröße könnte sich die Streuung von CO<sub>2</sub>-Laserlicht an kollektiven Plasmaphänomenen als ein besonders einfaches Meßverfahren erweisen?



Dies ist ohne Zweifel die Elektronendichte  $n_e$ . Im Streuspektrum des an kollektiven Fluktuationen der Elektronendichte gestreuten Laserlichtes treten nämlich für  $\mathcal{L} > 1$  auf beiden Seiten der Laserlinie Elektronensatelliten /1/ genannte Streulichtlinien auf, deren Frequenzabstand von der Laserlinie für  $\mathcal{L} \gg 1$  durch die Plasmafrequenz gegeben ist. Gelingt es, diese Satelliten nachzuweisen, so ist über die Plasmafrequenz die Elektronendichte bestimmt.

Zusammenfassend werden also im folgenden zwei Problemstellungen untersucht:

- 1) Die technische Durchführbarkeit der Lichtstreuung im Infrarotbereich für  $\mathcal{L} > 1$ ; sie wird an einem Beispiel demonstriert.
- 2) Die Bestimmung der Elektronendichte  $n_e$  aus der spektralen Verteilung des Streulichtes für  $\mathcal{L} \gg 1$ .

## 2. EINIGES AUS DER THEORIE DER LICHTSTREUUNG

Bevor im Rahmen der oben gegebenen Aufgabenstellung die Auslegung eines Streuexperimentes für den  $\text{CO}_2$ -Laser begonnen wird, seien hier die dazu notwendigen Gesetze aus der Theorie der Lichtstreuung angegeben. Die Prinzipskizze Abb. 1 erläutert die in die Rechnung eingehenden geometrischen Größen.

### 2.1 Streulichtleistung als Funktion der Plasmaparameter, der Laserleistung und der Streugeometrie

An einem Plasma der Elektronendichte  $n_e$  und der Elektronentemperatur  $T_e$  werde in das Raumwinkelement  $d\Omega$  im Frequenzelement  $d\omega$  die Streulichtleistung  $d^2P_s$  abgestrahlt, sobald das Plasma von einer elektromagnetischen Welle getroffen wird. Ist gewährleistet, daß das Streulicht über den vollen Querschnitt der einfallenden Welle beobachtet wird, so sind deren







Leistung - hier die Laserleistung  $P_L$  - und die Streulichtleistung  $d^2P_S$  durch folgenden Zusammenhang miteinander verknüpft (/1/-/4/):

$$d^2P_S(\vec{k}, \omega) = S(\vec{k}, \omega) \cdot G_e \cdot n_e \cdot l \cdot P_L \cdot d\omega \cdot d\Omega \quad (2)$$

Darin bezeichnen

$$G_e = \left( \frac{e^2}{m c^2} \right)^2 \sin^2 \beta \quad (3)$$

den differentiellen Wirkungsquerschnitt für ein einzelnes Elektron mit  $\beta$  = Winkel zwischen dem E-Vektor der Welle und der Beobachtungsrichtung,

l

die Länge des beobachteten und vom Laser beleuchteten Plasmafadens und

$$S(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{2\pi V} \int_V d^3\vec{a} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \langle n_e^*(\vec{r}, t) \cdot n_e(\vec{r} + \vec{a}, t + \tau) \rangle e^{i(\vec{k}\vec{a} - \omega\tau)} \quad (4)$$

die fouriertransformierte Autokorrelationsfunktion der Elektronendichte, kurz, die Streufunktion.

Die Streufunktion  $S(\vec{k}, \omega)$  bestimmt die spektrale Verteilung des Streulichtes. Sie berücksichtigt sowohl die Bewegung der Elektronen als auch deren Korrelation untereinander und mit den Ionen.

## 2.2 Bedingung für die Beobachtung von Streulicht an kollektiven Plasmaphänomenen

Ob  $S(k, \omega)$  lediglich die durch den Dopplereffekt aufgrund der thermischen Bewegung der Elektronen verbreiterte Laserlinie darstellt oder durch die Lichtstreuung an kollektiven Fluktuationen im Plasma bestimmt wird, folgt aus dem Wert des Streuparameters  $\mathcal{L}$ .



Übersetzt man den Begriff Lichtstreuung an kollektiven Fluktuationen im Plasma in die Sprache der klassischen Optik, so bedeutet er dort Streuung von Licht an zeitlich und räumlich periodischen Strukturen des Plasmabrechungsindex.

Die Bedingung dafür, Streulicht an räumlich periodischen Brechzahlchwankungen zu beobachten, ist allgemein durch das Bragg'sche Gesetz /3/

$$\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_L \quad \text{mit} \quad |\vec{k}_s| = |\vec{k}_L| \quad (5)$$

gegeben. Hierin bedeuten  $k_L$  und  $k_s$  die Wellenzahlvektoren der einfallenden Welle (L) und der gestreuten Welle (S);  $\vec{k}$  ist ein durch die Periodizität  $d$  der Struktur definierter Vektor vom Betrage  $k = \frac{2\pi}{d}$  in Richtung senkrecht zu den "Netzebenen".

Im Falle der Lichtstreuung an räumlich periodischen Strukturen im Plasma ist die Bedingung  $\vec{k}_s = \vec{k}_L$  nicht mehr streng erfüllt. Allerdings kann hier die relative Änderung von  $\vec{k}_s$  im allgemeinen als klein betrachtet werden, so daß dennoch das Bragg'sche Gesetz in der Form

$$k = 2k_L \sin \theta/2 \quad (6)$$

geschrieben werden kann, wobei  $\theta$  der Winkel zwischen der Strahlrichtung des gestreuten Lichtes und der des einfallenden Lichtes ist.

Während bei der Anwendung dieses Gesetzes auf die Röntgenbeugung an Kristallgittern die Wellenlänge der einfallenden Strahlung und die Periodizität der das Streulicht erzeugenden Struktur fest vorgegeben sind, so daß die Bragg'sche Bedingung vom experimentellen Standpunkt aus nur durch Variation des Streuwinkels erfüllt werden kann (Bragg'sche Drehkristallmethode), so ist bei Streuexperimenten an Plasmen neben der Wellenlänge der einfallenden Strahlung der Streuwinkel fest vorgegeben.

Da jede kollektive Fluktuation der Elektronendichte in ein kontinuierliches Spektrum ebener Plasmawellen zerlegt werden



kann (vgl. auch die Fouriertransformation Gl. 4, Seite 5), so kommt eine konstruktive Interferenz des im Plasma gestreuten Laserlichts gerade an derjenigen spektralen Komponente zustande, deren räumliche Periodizität  $d$  das Bragg'sche Gesetz zu erfüllen vermag.

Ausgeprägt sind diese konstruktiven Interferenzen nur dann, wenn die Nebenbedingung

$$d = \frac{2\pi}{k} > 2\pi L_D \quad \text{d.h.} \\ \frac{1}{k L_D} = \alpha > 1 \quad \text{erfüllt ist.} \quad (7)$$

Für  $d \leq 2\pi L_D$  ist die Ausbildung einer räumlich strukturierten Verteilung nicht mehr möglich; die Elektronen streuen nur noch statistisch.

## 2.3 Beziehungen zwischen der Streufunktion und den Plasmaparametern

### 2.3.1 Streuung an Elektronenplasmawellen

Wie im nächsten Abschnitt weiter ausgeführt, läßt sich die Streufunktion  $S(k, \omega)$  additiv aus zwei Anteilen  $S_e(k, \omega)$  und  $S_i(k, \omega)$  zusammensetzen. Die Möglichkeit für diese Zerlegung ist dadurch gegeben, daß die beiden wesentlich voneinander verschiedenen Mechanismen zur Korrelation streuender Elektronen auch spektral weitgehend voneinander getrennte Intensitätsmaxima gestreuten Lichts erzeugen. So bezieht sich  $S_e(k, \omega)$  auf denjenigen Teil im Spektrum, welcher durch Elektronenplasmaschwingungen korrelierte, streuende Elektronen verursacht<sup>wird</sup>. In der Abb. 2 ist die spektrale Verteilungsfunktion  $S_e(k, \omega)$  aufgetragen. Die Darstellung entspricht Rechnungen von Fejer /1/ unter der Voraussetzung  $T_e = T_i$ . In ihr tritt  $\alpha$  als einziger Parameter auf, wenn man die Frequenzskala auf  $k \bar{v}_e$  bezieht, wobei  $\bar{v}_e = \sqrt{2 kT_e / m_e}$  die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen bedeutet.

Für Werte von  $\alpha < 1$  nimmt  $S_e(k, \omega)$  wesentlich die Form einer Gauß-Verteilung an. Das Streuspektrum spiegelt in diesem Fall die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Plasma wieder; die Elektronen streuen unkorreliert.



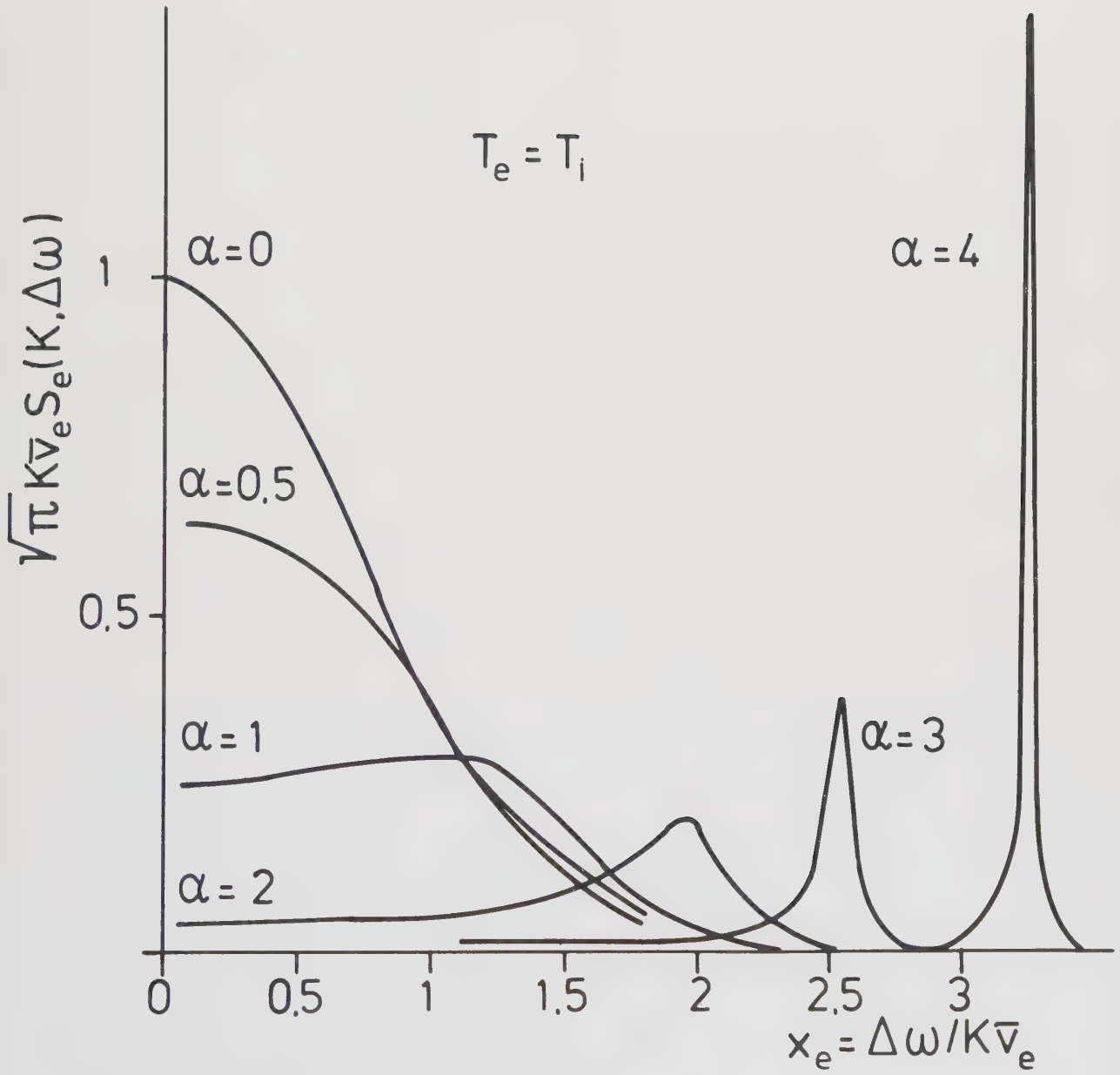


Abb.2 Spektrale Streulichtverteilung  $S_e(K, \omega)$



Je mehr dagegen  $\mathcal{L}$  über den Wert 1 hinauswächst, desto ausgeprägter bilden sich symmetrisch zur Laserfrequenz die Elektronensatelliten aus; die Lichtstreuung im Plasma erfolgt an korrelierten Elektronen. Die Korrelation wird durch longitudinale Elektronenplasmawellen verursacht; die Dispersionsbeziehung für diese Plasmawellen ist /5/

$$\omega_o^2 = \omega_p^2 + \frac{3kT_e}{m_e} k^2 \quad (8)$$

Hierin bedeuten:

$$\omega_p = 5,6 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{n_e}{[\text{cm}^{-3}]}} \quad (9) \quad \text{die Plasmafrequenz,}$$

$k$  den Betrag des Wellenvektors der Plasmawelle, (er muß zur Beobachtung von Laserstreuung wegen der Bragg'schen Bedingung dem Betrag des Streuvektors gleich sein) und

$\omega_o$  die Kreisfrequenz der Plasmawelle.

Wie das Zusatzglied  $\frac{3}{m_e} \frac{kT_e}{e} k^2$  zeigt, liefert die thermische Bewegung der Elektronen einen Beitrag zu  $\omega_o$ .

Diese Plasmawellen bewirken eine Modulation des Laserstreulichtes, d.h. im Streuspektrum erscheinen im Abstand  $\Delta\omega \approx \omega_o$  symmetrisch zur Laserlinie Seitenbänder, die sogenannten Elektronensatelliten.

Drückt man die Elektronentemperatur  $T_e$  durch die Debye-Länge aus,  $kT_e = m_e \omega_p^2 l_D^2$ , so erhält man

$$\Delta\omega^2 = \omega_p^2 \left(1 + 3/\mathcal{L}^2\right) \quad (10)$$

wenn  $\mathcal{L}$  dabei nach Gl. (1) eingesetzt wird.

Aus  $\Delta\omega^2 = \omega_p^2 (1 + 3/\mathcal{L}^2)$  kann man für hinreichend große  $\mathcal{L}$ -Werte allein aus der Bestimmung des Frequenzabstandes ( $\Delta\omega$ ) der



Elektronensatelliten von der Laserlinie die Elektronendichte bestimmen, wenn dabei das 2. Glied in Gl. (10) vernachlässigt wird. Der relative Fehler aufgrund dieser Vernachlässigung beträgt -  $n_e/n_e = 3/\mathcal{L}^2$ . Setzt man die durch mangelnde Reproduzierbarkeit der Plasmakompression verursachte statistische Dichteschwankung mit etwa  $\pm 3\%$  an, so darf das Glied  $3/\mathcal{L}^2$  im Vergleich dazu erst für  $\mathcal{L} \gtrsim 10$  vernachlässigt werden. Für kleinere  $\mathcal{L}$ -Werte, etwa im Bereich  $1 < \mathcal{L} < 5$ , können die relativen statistischen Dichteschwankungen noch als klein gegen den Wert  $3/\mathcal{L}^2$  betrachtet werden. Gelingt es im Verlauf des Experimentes  $\mathcal{L}$  zu bestimmen, so kann über die Größe des Zusatzgliedes eine Aussage gemacht werden. Eine Dichtekorrektur aufgrund einer solchen Aussage ist jedoch nur sinnvoll, wenn  $\mathcal{L}$  in dem genannten Bereich (vgl. S. 72) liegt.

### 2.3.2 Streuung an Ionenschallwellen

Nicht nur Elektronenplasmawellen können eine Korrelation zwischen den als Streuzentren wirkenden Elektronen herstellen, sondern auch Ionenschallwellen /1/. Die spektrale Streulichtverteilung des an solchen kollektiven Fluktuationen gestreuten Laserlichts ist in Abb. 3 aufgetragen. Die Darstellung entspricht derjenigen in Abb. 2, so daß auch hier wieder der Streuparameter als einziger Parameter auftritt. Die Abszissenskala ist im Vergleich zu derjenigen in Abb. 2 um den Faktor  $x_i/x_e = \bar{v}_e/\bar{v}_i = (m_i/m_e)^{1/2} = 43$  gedehnt. Der Abstand der Maxima ist jetzt durch die wesentlich kleinere Frequenz für Ionenschallschwingungen bestimmt. Das Streulichtspektrum der Ionen konzentriert sich also auf einen vergleichsweise kleinen Frequenzbereich um die Laserlinie.

Diese weitgehende spektrale Trennung der durch Streuung von Laserlicht an Elektronenplasma- bzw. Ionenschallwellen verursachten Anteile des Streulichts gibt, wie zu Beginn des vorigen Abschnittes bemerkt, erst die Berechtigung dazu, die Streufunktion  $S(k, \omega)$  in die beiden Anteile  $S_e(k, \omega)$  sowie  $S_i(k, \omega)$  zu zerlegen bzw.  $S(k, \omega)$  additiv aus beiden Teilen zusammenzusetzen

$$S(k, \omega) = S_e(k, \omega) + S_i(k, \omega) \quad (11)$$



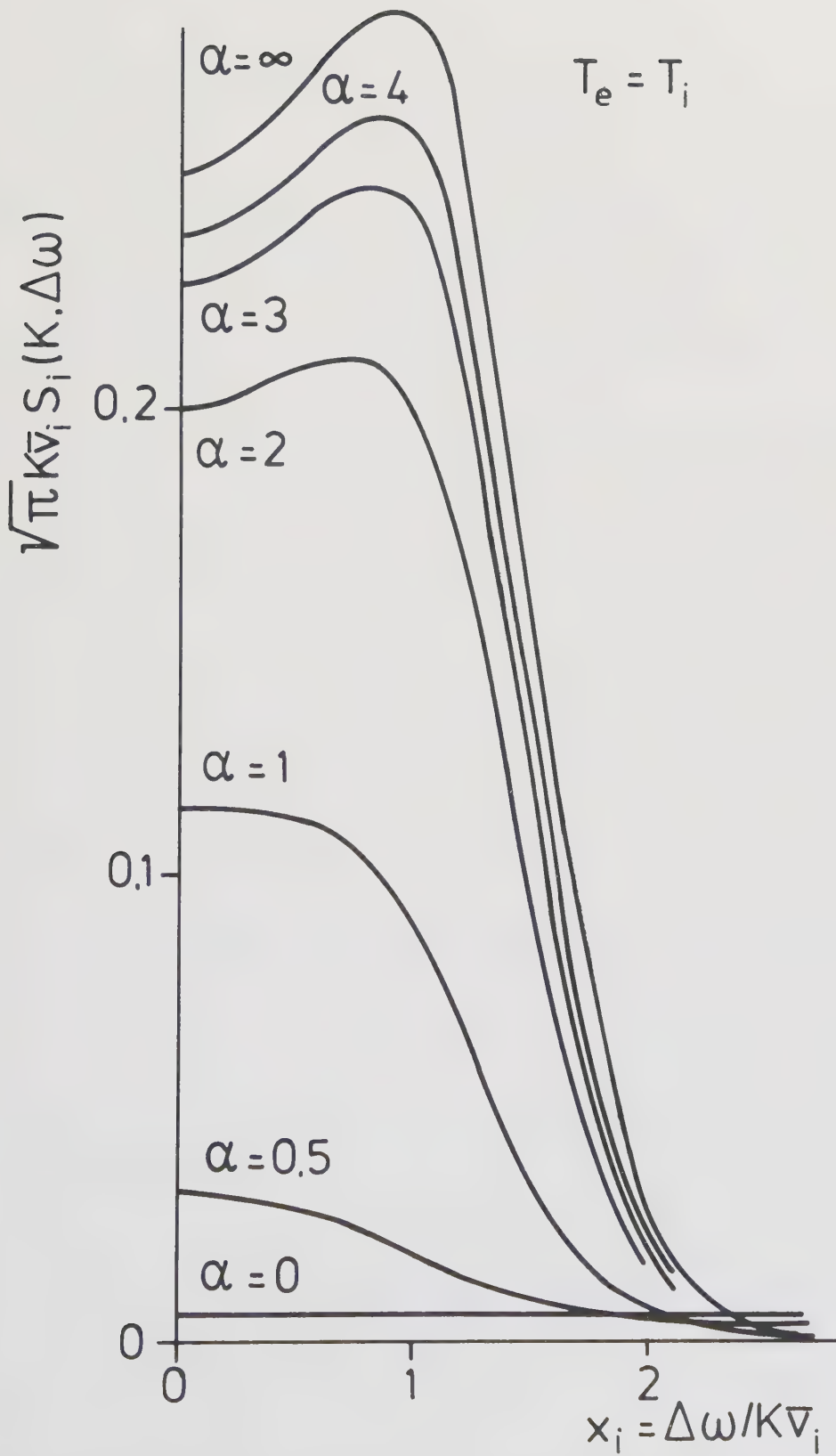


Abb.3 Spektrale Streulichtverteilung  $S_i(K, \omega)$



Die Abb. 2 und 3 geben jeweils eine Darstellung von  $S_e(k, \omega)$  und  $S_i(k, \omega)$ .

### 2.3.3 Streulichtleistung\_frequenzintegriert

Die über die Frequenz integrierten Streufunktionen  $S_e(k)$ ,  $S_i(k)$  und  $S(k)$  sind in Abb. 4 in Abhängigkeit vom Streuparameter  $\alpha$  dargestellt. Das Verhältnis von Elektronen- zu Ionentemperatur  $T_e/T_i$  tritt darin als Parameter auf.  $S_e(k)$  ist analytisch in einfacher Weise gegeben durch:

$$S_e(k) = \frac{1}{1+\alpha^2} \quad \text{b.z.w.} \quad S_e(k) \approx \frac{1}{\alpha^2} \quad \text{für } \alpha \gg 1 \quad (12)$$

Damit erhält man aus (2) für die Gesamtintensität des gestreuten Lichtes pro Raumwinkeleinheit:

$$\frac{dP_s(k)}{d\Omega} = S_e(k) \cdot G_e \cdot n_e \cdot l \cdot P_L \approx \frac{1}{\alpha^2} \cdot G_e \cdot n_e \cdot l \cdot P_L \quad \text{für } \alpha \gg 1 \quad (13)$$

Setzt man in (13)  $\alpha$  mit Hilfe von Gleichung (1) bei fester Wellenlänge  $\lambda_L = 10,6 \mu$  und festem Streuwinkel  $\theta = 90^\circ$  ein, so gilt für die frequenzintegrierte, von den Elektronen gestreute Lichtleistung in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur  $T_e$ :

$$\frac{dP_s(k)}{d\Omega} = 3 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{e}{[\text{cm}]} \cdot P_L \cdot \frac{kT_e}{[\text{eV}]} \quad (14)$$

Der relative Fehler bleibt dabei kleiner als 20%, solange  $\alpha > 2$  ist.

## 3. FESTLEGUNG DER PARAMETER FÜR DAS STREUEXPERIMENT MIT DEM CO<sub>2</sub>-LASER

Im folgenden Abschnitt sollen die wichtigsten Parameter für ein Streuexperiment festgelegt werden, so daß mit diesem Experiment die oben auf Seite 4 definierte Aufgabenstellung mit Aussicht auf Erfolg angegangen werden kann.



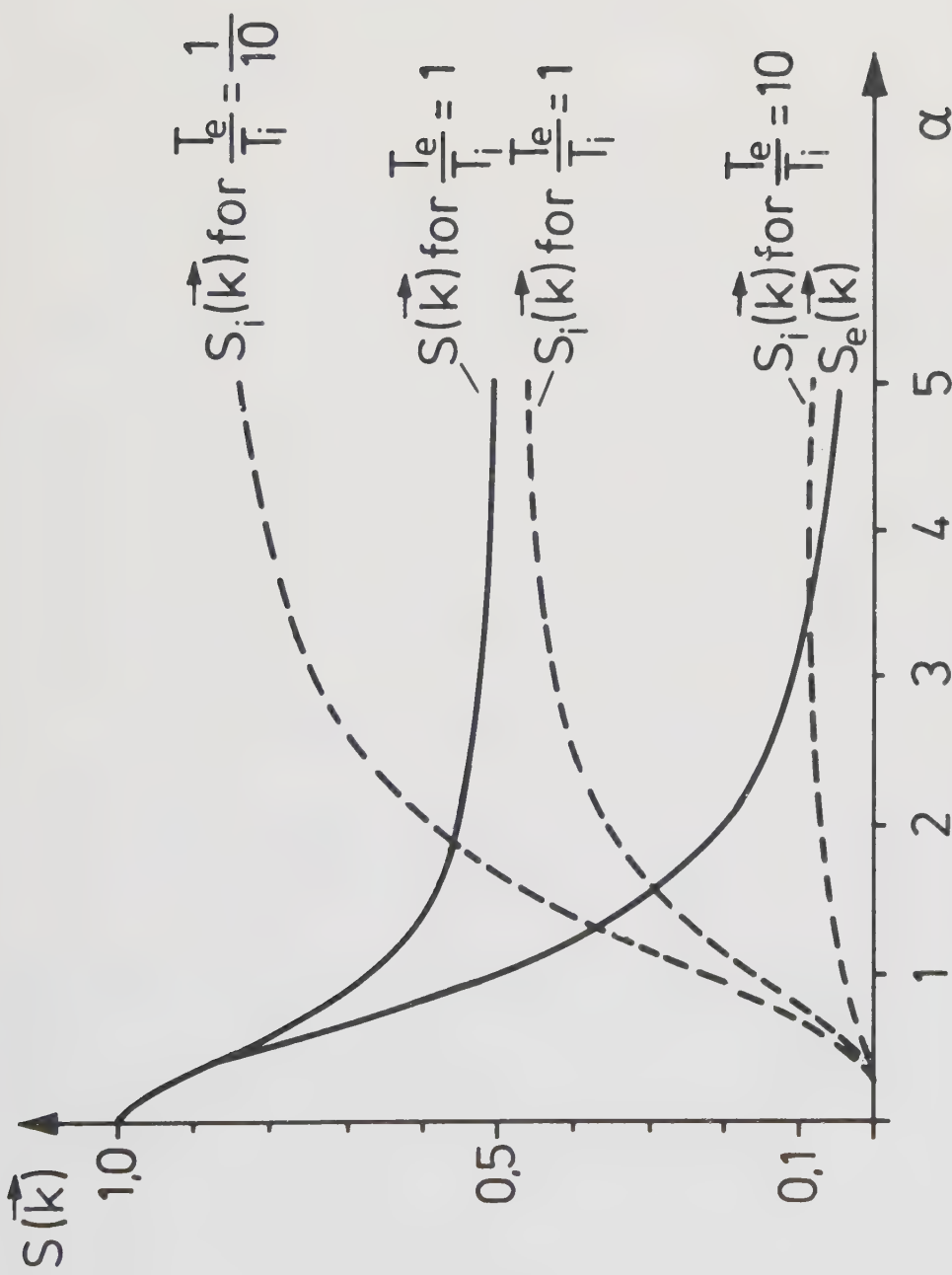


Abb. 4

Frequenzintegrierte Streufunktionen als Funktion des Streuparameters  $\alpha$  bei verschiedenen Verhältnissen von:  $T_e / T_i$



### 3.1 Der Streuparameter

Da Streulicht von kollektiven Fluktuationen beobachtet werden soll, muß der Streuparameter  $\mathcal{L} > 1$  sein. Überdies soll der Abstand der Elektronensatelliten von der Laserlinie gemessen werden und im wesentlichen durch die Plasmafrequenz  $\omega_p$  und damit durch die Dichte gegeben sein. Dies bedingt, wie im Anschluß an Formel (10) auf S. 9 bemerkt, mindestens einen Wert  $\mathcal{L} \geq 3$ .

### 3.2 Beobachtungswinkel $\theta$ und Raumwinkel

Die experimentelle Anordnung wurde für einen Beobachtungswinkel  $\theta = 90^\circ$  und einen Raumwinkel  $\Delta\Omega = 3 \cdot 10^{-2}$  sr ausgelegt.

Diese Wahl von  $\theta$  ist einerseits vom Standpunkt eines möglichst niedrigen Falschlichtanteils im insgesamt durch das Nachweissystem registrierten Licht optimal, und andererseits wird die relative Schwankung von  $\mathcal{L}$  als Funktion des Beobachtungswinkels  $\theta$  bei konstanter Elektronendichte und -temperatur für  $\theta = 90^\circ$  ein Minimum. Durch partielle Differentiation von Gl. (1) nach  $\theta$  erhält man /3/:

$$\frac{d\mathcal{L}}{d\theta} = \frac{1}{2} \cotg\left(\epsilon/2\right) \cdot d\epsilon \quad (15)$$

Für  $\theta = 90^\circ$  und  $d\Omega \approx 3 \cdot 10^{-2}$  sr entsprechend  $d\theta \approx 12^\circ$  wird die relative Ungenauigkeit  $d\mathcal{L}/\mathcal{L} = 10\%$ .

Der gleiche Fehler würde bei einem Beobachtungswinkel (vgl. S. 2)  $\theta = 5^\circ$  ( $\cotg 5^\circ = 11,5$ ) ein  $d\theta = 0,9^\circ$  entsprechend einem  $d\Omega = 2,5 \cdot 10^{-4}$  sr erfordern. Damit müßte aber auch die Nachweisgrenze für das Streulicht um den Faktor 100 verkleinert werden.



### 3.3 Plasmaparameter

Die Plasmaparameter Elektronentemperatur und -dichte sowie das zu deren Erzeugung notwendige Magnetfeld werden mit Hilfe der Abb. 5 bestimmt. Jede der dort dargestellten Kurvenscharen repräsentiert eine physikalische oder technische Randbedingung, welche den Wertebereich für  $T_e$  und  $n_e$  einschränkt.

In diesem Sinne kennzeichnen die Geraden konstanten Streuparameters  $\mathcal{L} = 1$  bis 5 die Einschränkung des Wertebereichs für  $T_e$  und  $n_e$  durch die spezielle Streugeometrie  $\theta = 90^\circ$  und  $\lambda_L = 10,6/\mu$ .

In gleicher Weise repräsentieren die Geraden konstanten äußeren Magnetfeldes in der Kompressionsspule die durch die Druckbilanzgleichung einander zugeordneten Wertepaare von  $T_e$  und  $n_e$ ; dies unter der Voraussetzung von  $\beta = 0.9$ . Je größer dabei die zu erzeugenden Magnetfelder werden, desto ungleich viel größer ist auch der technische Aufwand zu ihrer Erzeugung.

Die beiden Geraden (1) und (2) dagegen bedeuten die technischen Grenzen des Empfänger-Sendersystems (s. Seite 53 im experimentellen Teil).

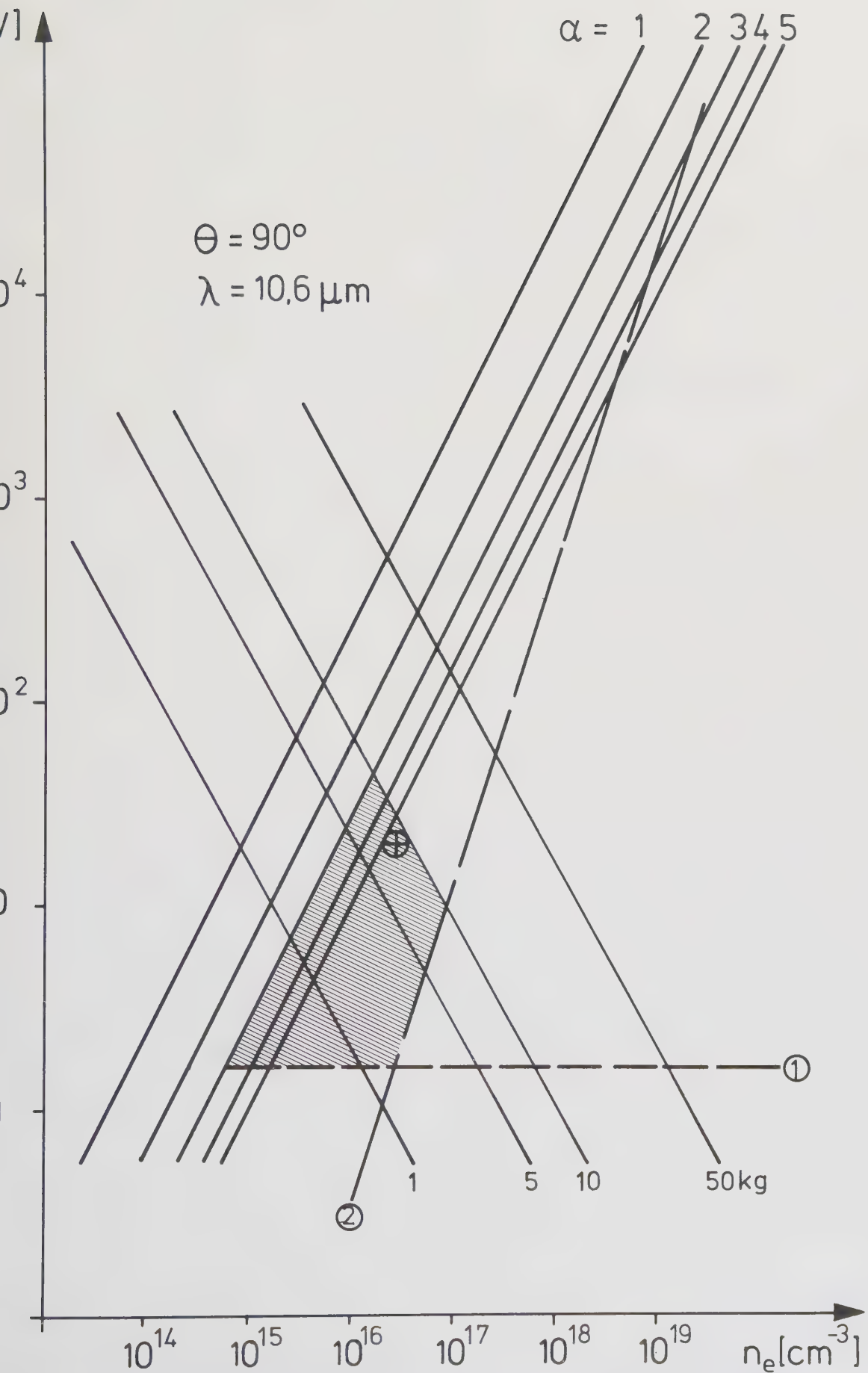
Für alle Wertepaare im Diagramm der Abb. 5 unterhalb der durch die Gerade (1) gegebenen Grenze ist die Streulichtleistung kleiner als die mittlere Rauschleistung ( $P_R \approx 2/\mu W$ ) des Empfängersystems; dies unter der Voraussetzung einer Senderleistung, d.h. einer Laserleistung von 20 MW.

Für alle Wertepaare rechts von der durch Gerade (2) definierten Grenze dagegen ist für  $\lambda = 10/\mu$  die Leistung  $P^B$  der Hintergrundstrahlung größer als die Streulichtleistung ( $P_S$ ).

#### 3.3.1 Bremsstrahlungsleistung

Die obere Dichtegrenze (Gerade 2 in Abb. 5) erhält man, wenn die Frage gestellt wird: "Für welche Elektronendichten  $n_e$  ist die Streulichtleistung gleich der Strahlungsleistung des Frei - frei - Kontinuums?" Letztere ist durch /15/





Bereich für die Plasmaparameter bei 20 MW Laserleistung und 3 mV/μW Detektorempfindlichkeit.



$$dP_{\lambda}^B = 15,15 \cdot 10^{-34} n_e^2 \cdot \frac{d}{\lambda^2 \sqrt{T_e}} \cdot \bar{g}_{ff} \cdot F \cdot d\lambda \cdot d\Omega [W_{\text{opt}}] \quad (16)$$

bestimmt. Bedeutung, Maßeinheit und Zahlenwert der in diese Gleichung einzusetzenden Größen sind wie folgt gegeben:

$d$  = Schichtdicke (= Plasmadurchmesser):  $d = 1 \text{ cm}$ ;

$F = l \times b \text{ cm}^2$ , wobei  $l$  = Spaltbildlänge und

$b$  = Spaltbildbreite des Spektrometers bedeuten.

$$F = 1,3 \times 0,13 \text{ cm}^2 = 1,7 \text{ cm}^2$$

$\lambda$  = Beobachtungswellenlänge:  $\lambda = 10,6 \mu$

$d\lambda = 0,03 \mu$  Spektrometerdurchlaßbereich

$\bar{g}_{ff}$  = Gauntfaktor; für  $\lambda = 10 \mu$  darstellbar durch (/22/):

$$\bar{g}_{ff}(10 \mu) = 1,6 (kT_e)^{0,2}$$

$T_e$  = Elektronentemperatur, gemessen in eV

$d\Omega$  = Raumwinkelement;  $d\Omega \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ sr}$

Setzt man, abgesehen von  $l$  und  $d$ , die obigen Werte unter Berücksichtigung der angegebenen Dimensionen in Gl. (16) ein, so erhält man:

$$P^B = 8,3 \cdot 10^{-38} \cdot n_e^2 \cdot l \cdot (kT_e)^{-0,3} \cdot \lambda \quad (17)$$

### 3.3.2 Streulichtleistung

Zur oben angekündigten Berechnung der Dichtegrenze muß noch die Streulichtleistung bestimmt werden. Nimmt man dazu an, daß die Breite der Streulichtlinie gleich oder kleiner als der Spektrometerdurchlaßbereich ist - ein Vergleich des letzteren (300 Å, s. auch Seite 8 in diesem Teil) mit der spektralen Breite des Satelliten für  $\mathcal{L} \geq 3$  läßt dies als gerechtfertigt erscheinen - so darf die frequenzintegrierte Gleichung (13) auf Seite 12 benutzt werden. Für  $\mathcal{L} \gg 1$  gilt dann:

$$P_s = \frac{1}{2\mathcal{L}^2} \cdot G_e \cdot n_e \cdot l \cdot d\omega \quad (18)$$

Ersetzt man hierin (unter Berücksichtigung von  $\theta = 90^\circ$  und  $\lambda_L = 10,6 \mu$ )  $\mathcal{L}$  durch Gl. (1) sowie  $n_e$  (unter Berücksichtigung von  $\beta = 90^\circ$ ) durch Gl. (3), so erhält man



$$P_S = 1,52 \cdot 10^{-12} (kT_e) \cdot \ell \cdot P_L \cdot R \quad (19)$$

Für  $P_S/P_B$  ergibt sich somit

$$P_S/P_B = 1,5 \cdot 10^{-25} (kT_e)^{1,3} \cdot P_L \cdot n_e^{-2} \quad (20)$$

Die Gerade 2 in Abb. 5 stellt dann die Bedingung  $P_S/P_B = 1$  dar.

### 3.3.3 Untere Grenze für die Temperatur; Detektorrauschen

Die Gerade 1 in Abb. 5 präsentiert die Bedingung

$$P_S = P_R \quad (21)$$

Die elektrische Rauschleistung des Detektorsystems gemessen am Ausgang des Vorverstärkers ist, wie in Vorversuchen ermittelt wurde, einer Strahlungsleistung  $P_R = 2 \mu\text{W}$  äquivalent. Aus Gl. (21) ergibt sich mit Hilfe der Beziehung (19) die in Abb. 5 dargestellte Gerade 1;

$$1,5 \cdot 10^{-12} \cdot \ell \cdot P_L \cdot R \cdot (kT_e) = 2 \cdot 10^{-6} \text{ W} \Rightarrow kT_e = 1,7 \text{ eV} \quad (22)$$

Für die Größen  $\ell$ ,  $P_L$  und  $R$  wurden die schon oben genannten Werte und Dimensionen eingesetzt.

### 3.3.4 Der Wertebereich für die Plasmamaparameter ( $n_e$ ; $kT_e$ )

Die zu erstellende Apparatur ( $\theta$ -Pinch) zur Erzeugung eines Plasmas sollte Werte für die Größen ( $kT_e$ ) und ( $n_e$ ) erbringen, die in den in Abb. 5 schraffierten Bereich fallen. Ein solches Plasma garantiert sowohl  $\mathcal{A} \geq 3$  und  $B_a \leq 10 \text{ kG}$ , als auch ein vom Detektorrauschen und dem Plasmaeigenlicht gut zu unterscheiden- des Streulichtsignal.

Die angestrebten experimentellen Daten sind nochmals in Tabelle 1 zusammengefaßt.



### Zusammenfassung der Plasmaparameter in der TABELLE 1

| Parameter     | Zahlenwert                                              | Bemerkungen |
|---------------|---------------------------------------------------------|-------------|
| $n_e$         | $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bis $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ | s. Abb. 5   |
| $kT_e$        | 2 eV bis 60 eV                                          | s. Abb. 5   |
| $\mathcal{L}$ | $\geq 3$                                                |             |
| $\theta$      | $90^\circ$                                              |             |
| $d\Omega$     | $3 \times 10^{-2} \text{ sr}$                           |             |
| $P_L$         | 20 MW                                                   |             |
| $B_a$         | 1 bis 10 kG                                             |             |
| $\beta$       | 0,9                                                     |             |

#### 4. DIE THETA-PINCH-APPARATUR

Der folgende Abschnitt befaßt sich mit der Fragestellung, ob die mit der Kompressionsspule und der Kondensatorbatterie in wesentlichen Teilen vorgegebene Theta-Pinch-Apparatur ein Plasma zu erzeugen vermag, dessen physikalische Parameter Werte annehmen, welche in die durch Tabelle 1 definierten Bereiche passen.

Zu diesem Zweck werden die technischen Daten von Kompressionsspule und Kondensatorbatterie einerseits und die Skalierungsgesetze für eine Theta-Pinch-Entladung andererseits in je einer Liste zusammengestellt; setzt man die Daten aus der ersteren in die Skalierungsgesetze aus der letzteren nach einem festen Schema vorgehend ein, so erhält man die in Tabelle 2 aufgeführten Werte für die Plasmaparameter. Diese können damit in bequemer Weise mit den entsprechenden "Sollwerten" aus Tabelle 1 bzw. mit den im nächsten Kapitel in Tabelle 3 zusammengestellten Meßwerten verglichen werden.



#### 4.1 Zur Reproduzierbarkeit der Plasmaerzeugung

Bei dem oben angekündigten Gang der Rechnung wird vorausgesetzt, daß zu Beginn der schnellen, magnetischen Kompression ein vollständig ionisiertes Anfangsplasma vorhanden ist. Die Existenz eines solchen Anfangsplasmas beeinflusst nicht nur die Absolutwerte der Plasmaparameter, sondern auch deren Reproduzierbarkeit.

Um einen Zahlenwert als Reproduzierbarkeitsforderung zu gewinnen, sei hier daran erinnert, daß die Hauptaufgabe für dieses Experiment darin besteht, über den Abstand der Elektronensatelliten von der Laserlinie Elektronendichten zu bestimmen. Es muß daher darauf geachtet werden, daß die Elektronendichte nur wenig schwankt, während die Schwankungen der Elektronentemperatur uninteressant sind, solange  $\mathcal{L} \gg 1$  ist und damit  $\Delta\omega$  nur durch die Plasmafrequenz bestimmt wird (s. Gl. (10), S. 9). Der Fehler der Elektronendichte ist dann durch die Schwankung des Abstandes der Elektronensatelliten von der Laserlinie auf der Frequenz- bzw. Wellenlängenskala bestimmt. Geht man von einer Spektrometerauflösung von  $300 \text{ \AA}$  aus, dann sollte die durch Dichteschwankungen bedingte Verschiebung der Elektronensatelliten unter diesem Wert liegen. Mit Hilfe der Gleichung (10) auf Seite 9 erhält man eine maximal zulässige relative Schwankung der Elektronendichte, gemessen von einer Entladung zur nächsten, von etwa  $\pm 2\%$ .

#### 4.2 Erzeugung eines magnetfeldfreien, vollständig ionisierten Anfangsplasmas

Ein häufig angewandtes Verfahren zur Herstellung eines solchen Anfangsplasmas, das eine im obigen Sinne gute Reproduzierbarkeit der Plasmaerzeugung garantiert, ist von E. Hintz /9/ im Detail vom experimentellen Standpunkt aus beschrieben worden: Zunächst erzeugt ein Hochfrequenzsender in dem noch nicht ionisierten Deuteriumgas eine Anfangselektronendichte von einigen  $10^{10}$  Elektronen pro  $\text{cm}^{-3}$ . Diese Dichte reicht aus, um durch Entladung der sogenannten Vorentladungsbatterie über



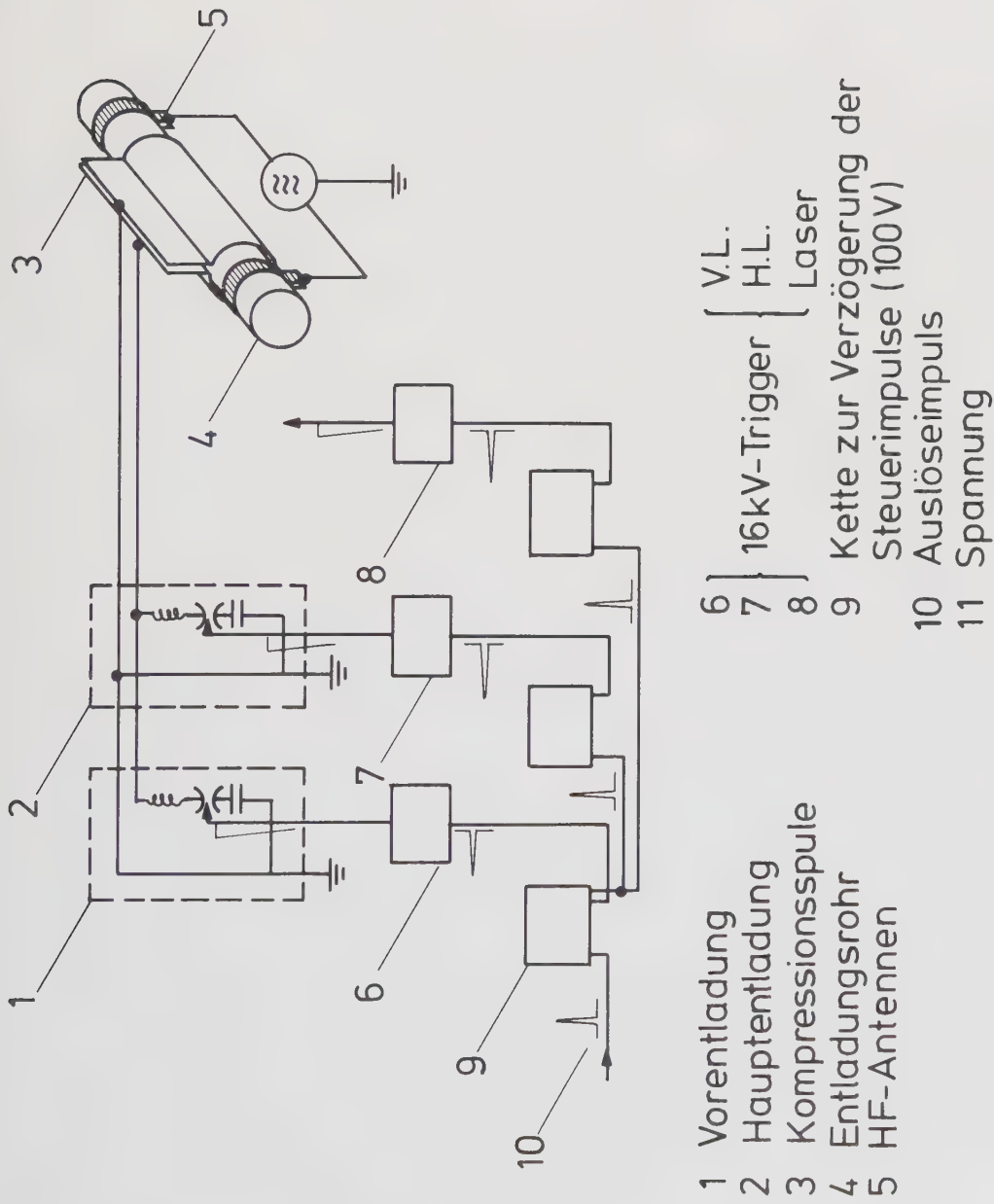


Abb.6 Prinzipskizze zur elektrischen Schaltung von  
 Θ - Pinch - und Triggersystem



die Kompressionsspule eine elektrodenlose Ringentladung zeitlich reproduzierbar zünden zu lassen. Erreicht im Verlauf dieser Vorentladung die Elektronentemperatur einige eV, so kann das Plasma als vollständig ionisiert betrachtet werden. Damit das im Plasma eingeschlossene Magnetfeld genügend klein wird, muß die Zündung der Hauptentladung für die schnelle magnetische Kompression so lange verschoben werden, bis einerseits die Amplitude dieses inneren Magnetfeldes genügend abgeklungen ist, andererseits aber die Elektronentemperatur noch in den oben genannten Bereich fällt.

#### 4.3 Die Komponenten der Theta-Pinch-Apparatur

- 1) Eine einwindige Magnetfeldspule (Radius  $a_s = 3$  cm; Länge  $l = 30$  cm) umschließt das mit Deuteriumgas gefüllte Quarzrohr eng und ist sowohl mit der Hauptentladungs- als auch mit der Vorentladungsbatterie möglichst induktivitätsarm verbunden (s. Abb. 6).
- 2) Ein Sender zur Vorionisation (200 W; 10 MHz) wirkt auf zwei Elektroden, welche jeweils in der Nähe der Kompressionsspule angebracht sind und dort das Quarzrohr eng umschließen.
- 3) Eine Kondensatorbatterie zur Speicherung der zur Vorentladung nötigen Energie ( $0,6\,\mu\text{F}$ ; 25 kV)
- 4) Die Kondensatorbatterie für die Hauptentladung ( $22,5\,\mu\text{F}$ ; 18 kV).
- 5) Ein System von Druckluftfunkenstrecken. Jeder Kondensator einer Batterie trägt eine solche Funkenstrecke und wird damit auf die Kompressionsspule geschaltet.
- 6) Ein elektronisches Steuersystem bestimmt, in welchem Zeitabstand relativ zueinander Sender, Vor- und Hauptentladung und bei Streumessungen der Laser eingeschaltet werden.



#### 4.4 Liste der Daten für die Hauptentladungsbatterie und die Kompressionsspule

##### LISTE 1

|    |               |                                                      |                                                      |
|----|---------------|------------------------------------------------------|------------------------------------------------------|
| a) | $a_s$         | = 3 cm                                               | Spulenradius                                         |
| b) | $l$           | = 30 cm                                              | Spulenlänge                                          |
| c) | $C_H$         | = $3 \times 7,5 \mu F$                               | Kapazität der Hauptbatterie                          |
| d) | $U_o$         | = 18 kV                                              | Ladespannung an der Hauptbatterie                    |
| e) | $L_a$         | = 17 nH                                              | Induktivität dreier Kondensatoren mit Funkenstrecken |
| f) | $L_c$         | = 14 nH                                              | Induktivität von Kollektor- und Kabelanschlüssen     |
| g) | $L_b$         | = 13 nH                                              | Induktivität der 16 Verbindungskabel                 |
| h) | $L_s$         | = 16 nH                                              | Induktivität der Kompressionsspule                   |
| i) | $L_g$         | = 60 nH                                              | Gesamtinduktivität des Entladekreises                |
| j) | $U_E$         | = $L_s/L_g \times U_o = 5$ kV                        | Umfangsspannung an der Kompressionsspule             |
| k) | $/4$          | = $1,8 \mu s$                                        | Viertelperiode der Entladung                         |
| l) | $I_{max}$     | = $\frac{U_o}{(L_g/C_H)^{1/2}} = 3,26 \cdot 10^5$ A. | Maximaler Spulenstrom                                |
| m) | $B_{a_{max}}$ | = $/u_o \times \frac{I_{max}}{l} = 14,6$ kG          | Magnetfeld des Spulenstroms                          |

#### 4.5 Temperaturzunahme bei der schnellen magnetischen Kompression im Free-Particle-Modell

Eine Beziehung zwischen der an der Kompressionsspule anliegenden elektrischen Spannung  $U_E$  und der erreichbaren Ionentemperatur  $T_i$  wird in einfacher Weise gewonnen, wenn man das Free-Particle-Modell verwendet. Es ergibt sich nach /10/

$$T_i = 1,47 \cdot 10^6 \cdot \frac{U_E}{\sqrt{N}} \quad (23)$$

Darin werden  $U_E$  in kV;  $T_i$  in eV und die Liniendichte  $N$  in  $cm^{-1}$  gemessen. Die Gültigkeit dieser Formel ist an einige, für das



Free-Particle-Modell charakteristische Voraussetzungen geknüpft:

- a) Die Anfangsleitfähigkeit des durch die Hauptentladung zu komprimierenden Plasmas sollte so hoch sein, daß während der Kompressionsphase kein Magnetfeld ins Plasma eindringen kann.
- b) Die von der implodierenden Grenzsicht Plasma-Magnetfeld beschleunigten Teilchen sollen mit den noch nicht beschleunigten Plasmapartikeln keine Zusammenstöße erleiden. Dazu ist notwendig, daß die mittlere freie Weglänge der beschleunigten Teilchen groß ist gegen den Radius des Plasmagefäßes.
- c) Die Wechselwirkung der Plasmaelektronen und -ionen mit dem "Kolben" soll in pauschaler Betrachtungsweise als eine elastische Reflexion beschrieben werden können.
- d) Die gerichtete Geschwindigkeit der zur Rohrachse hin beschleunigten Teilchen soll groß sein im Vergleich zur thermischen Geschwindigkeit der noch nicht vom Beschleunigungsprozeß erfaßten Plasmapartikel; oder, in äquivalenter Formulierung, die Zeit für den Aufbau des äußeren Magnetfeldes soll klein sein im Vergleich zur Ausgleichszeit für Druckstörungen im Plasma.

Sind die drei Voraussetzungen a) bis c) nur teilweise erfüllt, dann wird die Ionentemperatur nur noch qualitativ durch die oben angegebene Formel dargestellt. Die aus Gl. (23) berechnete Temperatur ist dann mit einem Faktor kleiner eins zu korrigieren. Auch ist die Bedingung  $T_e = T_i$  dann evtl. nicht mehr erfüllt; die Plasmakompression erfolgt in diesem Fall im Rahmen des sogenannten Schneepflugmodells, und der Korrekturfaktor nimmt einen Wert zwischen  $1/3$  und  $1/4$  an. Ist dagegen die Bedingung d) nicht mehr erfüllt, dann erfolgt die Kompression adiabatisch, und die Berechnung von  $T_i$  hat nach einem adiabatischen Modell zu erfolgen.



#### 4.5.1 Annahmen bei der Abschätzung der Plasmaparameter

Für die folgenden Abschätzungen wird im Rahmen der oben genannten Einschränkungen die Gültigkeit der Gl. (23) mit einem Korrekturfaktor 1 bis 0,25 als gegeben betrachtet. Überdies wird vorausgesetzt, daß im Maximum der Kompression allein der gaskinetische Druck des Plasmas dem Magnetfeld-  
druck das Gleichgewicht hält, daß weiter die Konstanz von  
Liniedichte und magnetischem Fluß gewährleistet ist und  
daß schließlich das Verhältnis von gaskinetischem Plasma-  
druck zu dem Druck des äußeren Magnetfeldes den Wert  $\beta = 0,8$   
erreicht.

Da im Gültigkeitsbereich von Free-Particle- bzw. Schneepflug-  
modell angenommen werden darf, daß bei einem Kompressionsver-  
hältnis von  $(a_0/a)^2 = 16$  das Plasma schon 90% der maximal  
möglichen Energie aufgenommen hat, gibt  $a_0/a = 4$  einen Min-  
destwert für den Quotienten Plasmaradius  $a_0$  im unkomprimier-  
ten zu Plasmaradius  $a$  im komprimierten Zustand. Zusammenfas-  
send steht also folgende Liste von Gesetzmäßigkeiten für die  
Abschätzung der Plasmadaten zur Verfügung.

#### 4.5.2 Berechnung der Plasmaparameter

##### LISTE 2 der Gleichungen

| Nr. | Mathematischer Zusammenhang                                                                      | Physikalische Bedeutung                                                |
|-----|--------------------------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------|
| 1   | $N = 2\pi \int_0^a n(r) r dr = \text{konst.}$                                                    | Konstanz der Liniedichte                                               |
| 2   | $(a_0/a)^2 = 16$                                                                                 | Kompressionsverhältnis<br>mit 90% der kinetischen<br>Energie im Plasma |
| 3   | $T_i = 1,47 \cdot 10^6 U_E / \sqrt{N}$                                                           | Energiebilanz im Free-<br>Particle-Modell                              |
| 4   | $B_a^2 / 2\mu_0 = 2 nkT/\beta; \beta = 0,8$                                                      | Druckbilanz für $T_e = T_i$<br>$n_e = n_i$                             |
| 5   | $t_c = \left[ \frac{(L_a + 2/3 L_s) 1}{U_0} \cdot \frac{m_i \cdot N_0}{\pi / u_0} \right]^{1/2}$ | Implosionszeit                                                         |



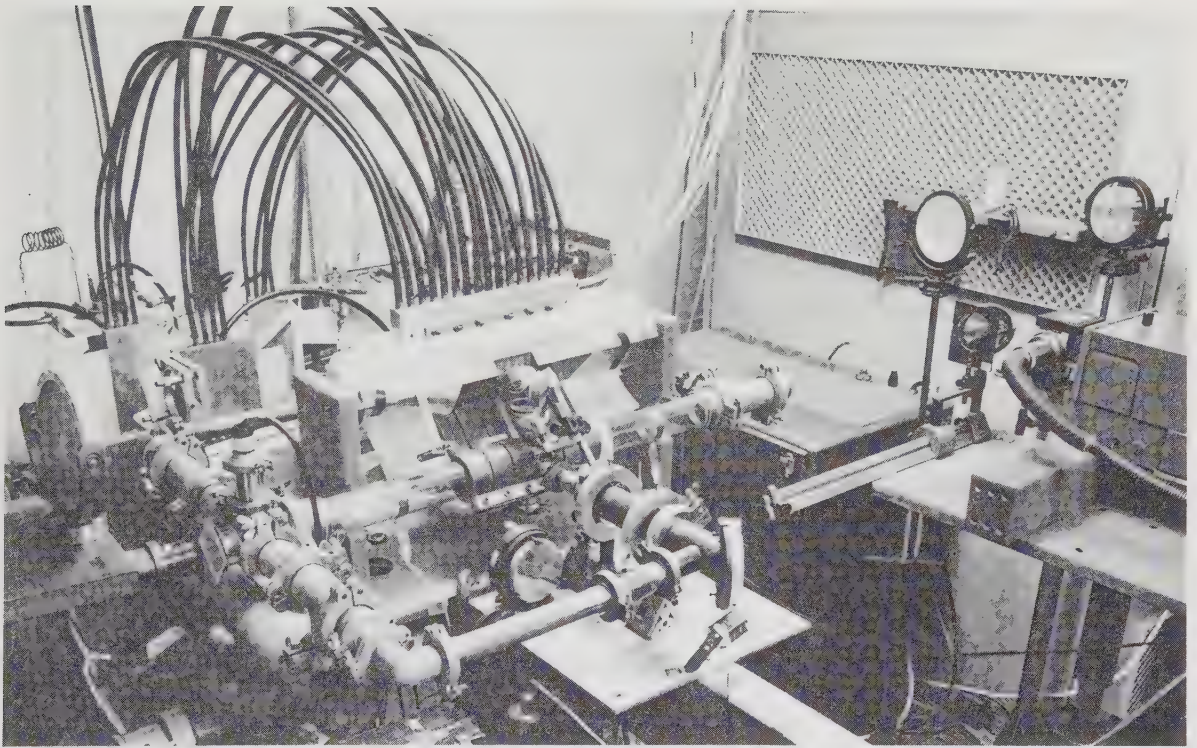
TABELLE 2

| Plasmaparameter                                               | Bedeutung             | Berechnungsmodus (Liste 1, Zeile<br>eingesetzt in Liste 2, Zeile )                        |
|---------------------------------------------------------------|-----------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------|
| $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$                               | Elektronen-<br>dichte | vorgegeben                                                                                |
| $N = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-1}$                       | Liniendichte          | (a) $\rightarrow$ (2) und (1)                                                             |
| $T_i = 65 \text{ eV}$                                         | Ionen-<br>temperatur  | (j) und $N = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-1} \rightarrow$ (3)<br>(Free-Particle-Modell) |
| $B_a^{\text{theor.}} = 8 \text{ kG} \leq B_a^{\text{techn.}}$ | Außeres<br>Magnetfeld | mit $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ; $T_i = 65 \text{ eV}$ (4)                           |
| $t_c = 4 \cdot 10^{-7} \text{ sec}$                           | Implosions-<br>zeit   | (b); (d); (e); (h) und<br>$N_e = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-1} \rightarrow$ (5)       |



Abb. 7

Thetapinch und Spiegelsystem zur Streulichtleitung von der Streukammer zum Spektrometer





## 5. EXPERIMENTELLE ERMITTLUNG DER PLASMA DATEN

Über die experimentelle Bestimmung der Plasmadaten an dem in Abb. 7 dargestellten  $\theta$ -Pinch soll in diesem Kapitel berichtet werden. Dabei handelt es sich hier nur um die mit den Hilfsmitteln der konventionellen Spektroskopie erzielten Ergebnisse. Die Laserstreumessungen wurden im übernächsten Kapitel diskutiert. Die Zusammenstellung der Meßergebnisse erfolgt hier in der Tabelle 3 am Ende dieses Kapitels.

### 5.1 Die Umfangsspannung $U_E$

Sie wird an den Enden der Kompressionsspule zwischen den beiden Kollektorteilen ((10) und (13) in Abb. 15) abgenommen und im Verhältnis 247:1 geteilt. Mit einer Empfindlichkeit von 20 V/cm für die Vertikalablenkung auf dem Oszillographenschirm ergibt dies 5 kV/cm als Eichwert für die Spulenspannung. Das Oszillogramm (1) in Abb. 8 zeigt mit der oberen Spur den Spannungsverlauf an der Kompressionsspule. Es liegen also an Vor- bzw. Hauptentladung maximal 2,5 kV bzw. 5 kV an, dies bei etwa 17 kV Ladespannung der beiden entsprechenden Batterien. Unter diesen Bedingungen konnte der Pinch gut reproduzierbar betrieben werden. Daher wird dieser Betriebszustand auch bei allen in diesem Kapitel beschriebenen Messungen beibehalten. Gleiches gilt für den Fülldruck. Er beträgt, soweit nichts anderes bemerkt, stets 31 m Torr  $D_2$ .

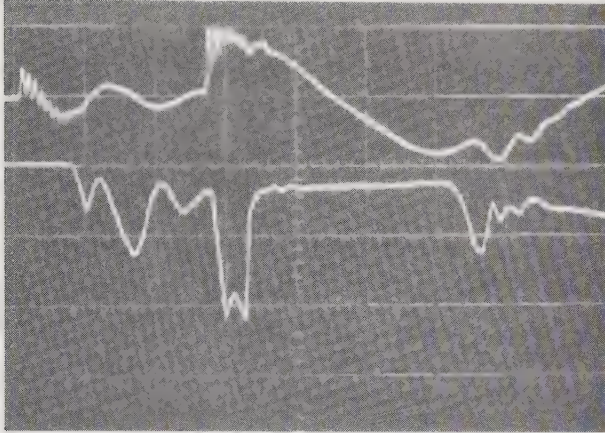
### 5.2 Das Kompressionsverhältnis

Zur Bestimmung des Kompressionsverhältnisses wurden die Schmierbilddaufnahmen einer Bildwandlerkamera herangezogen. Das Photo 1 der Abb. 9 auf Seite 33 zeigt die implodierende Plasmasäule bei einer Zeitablenkung von  $1, \mu\text{s}/\text{cm}$ ; und zwar mit end-on Blickrichtung der Kamera auf das Entladungsrohr. Im sog. Maximum der Kompression, d.h. zur Zeit  $t = \tau/4 = 1,8, \mu\text{s}$  (s. Oszillogramm 1 in Abb. 8) beträgt das Kompressionsverhältnis:



Abb. 8

Zur Bestimmung der Elektronentemperatur aus dem Intensitätsverhältnis  $D_\beta$  zu Kontinuum.

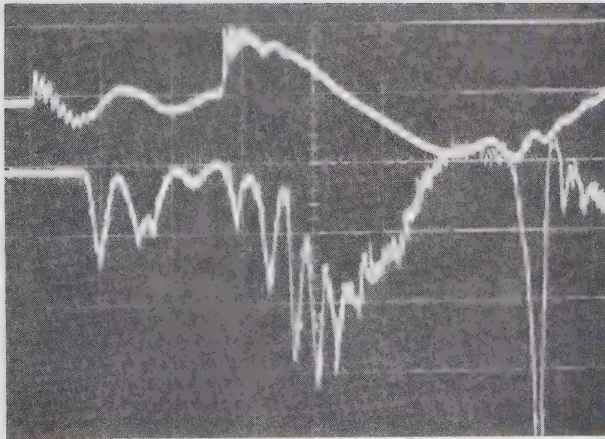
Abb. 8(1)

oben:

Spannung; 20 V/cm x 247;  
1,  $\mu$ s/cm

unten:

$D_\beta$  ( $\lambda = 4861 \text{ \AA}$ ); 0,5 V/cm

Abb. 8(2)

oben:

Spulenspannung; 20 V/cm x 247;  
1,  $\mu$ s/cm

unten:

Kontinuum bei  $\lambda = 4976 \text{ \AA}$   
20 mV/cm; 1mm Spaltbreite



$$a_0/a_{\min} = 5,5 \pm 10\%$$

Für einen Gefäßradius  $a_0 = 2,8$  cm erhält man damit für den Minimalradius der Plasmasäule  $a_{\min} = 0,51$  cm  $\pm 10\%$  im Maximum der Kompression.

### 5.3 Bestimmung der Elektronentemperatur aus einem Linie zu Kontinuum-Intensitätsvergleich

#### 5.3.1 Side-on-Messung

Setzt man die von einem Plasmastück der Dicke  $l$ , der Querschnittsfläche  $1 \text{ cm}^2$  in den Raumwinkel  $1 \text{ sr}$  ausgesandte Strahlungsleistung der  $D_\beta$ -Linie ( $\lambda = 4861 \text{ \AA}$ )

$$I_{nm} = \frac{1}{4\pi} \cdot A_{nm} \cdot \Omega \cdot n_n \cdot l$$

gleich der Strahlungsleistung des Kontinuums in einem zunächst noch unbestimmten Intervall  $\Delta\lambda$ , also

$I_{nm} = I_\lambda \cdot \Delta\lambda$ , so ergibt sich eine von der Elektronendichte und der Schichtdicke  $l$  unabhängige, einfache Beziehung für  $\Delta\lambda$ , in der als einziger Plasmamaparameter nur noch die Temperatur  $T_e$  auftritt.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 3,46 \cdot 10^{-9} \frac{A_{nm}}{[\text{s}^{-1}]} \cdot \left( \frac{kT_e}{[\text{eV}]} \right)^{-1} \frac{n^2}{g} \quad (24)$$

In dieser Beziehung bedeuten:  $\lambda = 4861 \text{ \AA}$  die Wellenlänge von  $D_\beta$ ;  $A_{nm}$  den Einsteinkoeffizienten für spontane Emission des  $D_\beta$ -Überganges ( $n = 4$ ;  $m = 2$ ) und  $n$  die Hauptquantenzahl. Da  $\Delta\lambda$  aus dem Linie zu Kontinuum-Intensitätsverhältnis einfach experimentell ermittelt werden kann, so erhält man eine bequeme Meßmethode für die Elektronentemperatur.

Zur Temperaturbestimmung nach diesem Verfahren wurden hier wieder die gleichen Betriebsbedingungen für den  $\theta$ -Pinch gewählt, die schon in den vorigen Abschnitten genannt wurden. Auch das Spektrometer mit seiner Dispersion von  $16 \text{ \AA/mm}$  war das gleiche wie bei der Bestimmung der Elektronendichte (s.S.34).



zur Ermittlung des Intensitätsverhältnisses  $D_\beta$  zu Kontinuum dienen die beiden Oszillogramme 2 zur Registrierung der Kontinuums-Intensität und 1 zur Aufnahme der Linienintensität in Abb. 3. Dazu sei bemerkt, daß beide Oszillogramme bei gleichen Spaltbreiten des Spektrometers und gleichen Beschleunigungsspannungen am Photomultiplier aufgenommen wurden.

Der Linienintensität plus der Kontinuumsintensität aus dem 16 Å-Bereich zentriert um die Linienmitte von  $D_\beta$  ( $\lambda = 4861$  Å) entspricht im Maximum der Kompression nach Aussage von Oszillogramm 1 in Abb. 8 eine Spannung von 150 mV:  $J^{L+K} \cong 150 \text{ mV} \pm 15\%$ . Der Kontinuumsintensität allein aus einem 16 Å Bereich um die Wellenlänge  $\lambda = 4976$  Å bzw. 4526 Å entspricht nach Aussage des Oszillogramms 2 in Abb. 8 einer Spannung von 32 bzw. 28 mV:  $J^K \cong 30 \text{ mV} \pm 10\%$ .

Der Linienintensität alleine entspricht dann die Spannung:

$$J^L = J^{L+K} - J^K \cong 120 \text{ mV}$$

Für die sogenannte Äquivalentlinienbreite  $\Delta\lambda$  in Gl.(24) erhält man damit:

$$\Delta\lambda = \frac{J^L}{J^K} \cdot 16 \text{ Å} = 64 \text{ Å}.$$

Mit  $A_{nm} = A_{42} = 3,3 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ ;  $\overline{g_{ff}} = 1,8$ ;  $n^2 = 16$  erhält man aus (24):

$$kT_e = 20 \text{ eV} \pm 20\% \text{ (side-on)}$$

Berechnet man analog wie oben mit Hilfe der gleichen Formeln und Oszillogramme die Temperatur  $T_e$  zum Zeitpunkt des zweiten Spannungsulldurchganges der Vorentladung, so erhält man für

$$J^L/J^K = 538/12 = 45 \text{ bzw.}$$

$$kT_e = 1,7 \text{ eV} \pm 20\%$$

Analog ergibt sich im dritten Spannungsulldurchgang der Vorentladung - im darauffolgenden Maximum für die Vorentladungsspannung wird die Hauptentladung gezündet - für  $kT_e = 1,2 \text{ eV} \pm 20\%$ . Im Zündzeitpunkt der Hauptentladung beträgt die Elektronentemperatur des Plasmas daher etwa 1 eV.



### 5.3.2 End-on\_Messung

Die Linienstrahlung an kalten Plasmaschichten und Neutralgasresten kann bei der Bestimmung der Elektronentemperatur aus dem Linie zu Kontinuum Intensitätsvergleich das Meßergebnis stark verfälschen; man erhält u.U. zu geringe Meßwerte für die Elektronentemperatur. Um eine Vorstellung darüber zu gewinnen, wie groß dieser systematische Fehler sein könnte, wurden Linien- und Kontinuumstrahlung nicht nur side-on, wie oben, sondern auch end-on registriert.

Die Querschnittsfläche in der Mitte der Plasmasäule wurde dazu telezentrisch auf die Spektrometerspaltebene abgebildet. Damit möglichst wenig Licht aus kalten Randzonen der Plasmasäule ins Spektrometer gelangte, wurden Eintrittsspalt und Bündelöffnung entsprechend begrenzt.

Die mit dieser Anordnung gemessene Elektronentemperatur betrug

$$kT_e = 25 \text{ eV} \pm 20\%.$$

Dieser (end-on) Wert stimmt im Vergleich zum (side-on) Wert besser mit den aus Magnetfeldmessungen ermittelten Werten für die Elektronentemperatur überein (vgl. S. 40).

Unter den oben genannten experimentellen Bedingungen liefert die end-on Messung um etwa 25% höhere Elektronentemperaturen als die side-on Messung.

Der Einfluß kalter Plasmaschichten auf das Meßergebnis ist also hier geringer. Alle weiteren Linie-zu-Kontinuum Messungen zur Bestimmung der Elektronentemperatur (s.S. 43) werden daher unter den hier genannten experimentellen Bedingungen durchgeführt.

## 5.4 Die Elektronendichte $n_e$

### 5.4.1 Vorbemerkungen

Zur Kontrolle der geforderten Werte für die Elektronendichte wurde eine Absolutmessung der vom Plasma ausgesandten Kontinuumsstrahlung vorgenommen, und zwar zu einem Zeitpunkt in der Nähe des Kompressionsmaximums der Hauptentladung. Der Fülldruck



Abb. 9

Zur Bestimmung der Elektronendichte aus der Absolutmessung der Kontinuumstrahlung

Abb. 9

Photo 1

End-on Streakphoto der implodierenden Plasmasäule

1,  $\mu$ s/cm

V  $\longleftrightarrow$  Vorentladung

H  $\longleftrightarrow$  Hauptentladung

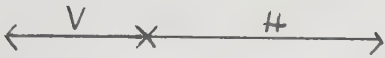
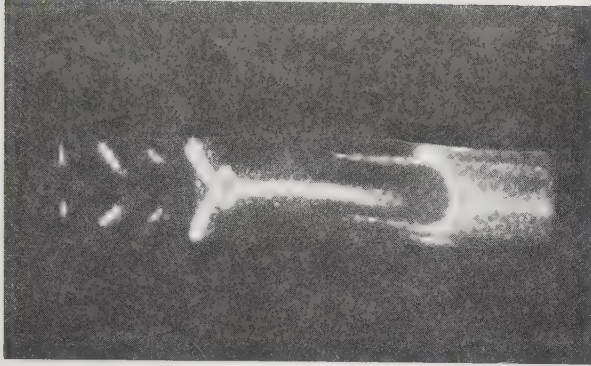


Photo 2

obere Spur:

Spannung an der Kompressionsspule

4 kV/cm

1,  $\mu$ s/cm

untere Spur:

Kontinuum 6500 Å

$\Delta\lambda = 16 \text{ Å}$

20 mV/cm

1,  $\mu$ s/cm

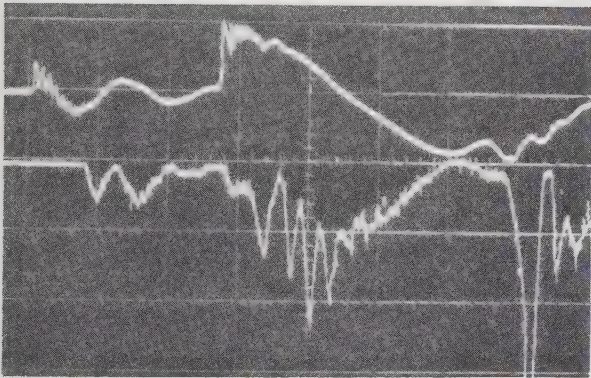


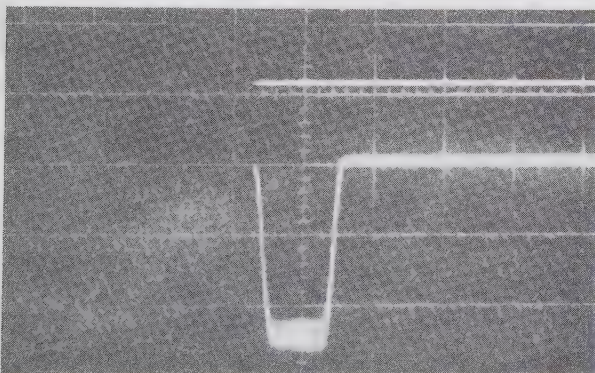
Photo 3

untere Spur:

Kohlenkraterkontinuum mit 1 : 172

Filter

10 mV/cm





betrug dabei  $p_0 = 31$  mTorr  $D_2$ . Zur Dichtebestimmung wird wieder die Formel für das Bremsstrahlungsemissionsvermögen  $\epsilon_\lambda$  benutzt. Die spektrale Intensität ergibt sich damit zu

$$I_\lambda = \epsilon_\lambda \cdot l = 15,2 \cdot 10^{-34} Z \frac{n_e^2}{[\text{cm}^{-3}]} \cdot \left( \frac{kT_e}{[\text{eV}]} \right)^{-1/2} \frac{\lambda^{-2}}{[\text{\AA}]} \cdot \frac{1}{f_H} \cdot e^{-\frac{hc}{\lambda(kT_e)}} \cdot \frac{e \left[ \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sr}} \right]}{E_{\text{em}} \left[ \frac{\text{eV}^2}{\text{sr}} \right]} \quad (25)$$

Die Elektronendichte läßt sich daraus bestimmen, wenn dazu die Intensität  $I_\lambda$  bei vorgegebenem  $\lambda$ , die Schichtdicke  $l$  und schließlich ein Richtwert für die Elektronentemperatur aus vorangegangenen Messungen bekannt sind. In diesem Experiment wurde dabei folgendermaßen verfahren: Zur Messung der Intensität wurde bei fest vorgegebenen Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich das Empfängersystem - spektraler Durchlaßbereich  $16 \text{ \AA}$  - mit Hilfe der bekannten Kontinuumsstrahlung eines Kohlebogenkraters geeicht (s. die Oszillogramme 2 und 3 in Abb. 9). Die Vorbereitung dieser Eichmessungen muß nach folgenden Gesichtspunkten vorgenommen werden.

- I. Die Auswertung der Meßergebnisse in einem solchen Intensitätsbereich gestaltet sich am einfachsten, wenn die Daten der optischen Anordnung nicht berücksichtigt werden müssen, wenn man also die Intensitäten miteinander vergleichen darf. Dazu ist es günstig, wenn beide Lichtquellen in den gleichen Raumwinkel strahlen (gleiche Abstände der beiden Quellen von der bündelbegrenzenden Abbildungslinse); die beiden strahlenden Flächen einander gleich sind (der Spektrometerspalt muß dazu kleiner sein, als jedes der beiden Bilder dieser strahlenden Flächen). Bei der hier durchgeführten Intensitätseichung war die Intensität des Kohlebogens groß im Vergleich zu der vom Plasma ausgesandten. Zur Registrierung des Kohlebogenlichts im Oszillogramm 3, Abb. 9 wurde daher ein Filter mit dem bekannten Abschwächungsfaktor 172:1 verwandt. Die Strahlungsintensitäten von Kohlebogen und Plasma lagen damit in der gleichen Größenordnung und konnten somit bequem verglichen werden.
- II. Die Auswahl der Wellenlängen, bei denen eine solche Eichung vorgenommen wurde, erfolgte nach dem Gesichtspunkt, daß einerseits weder die Deuteriumlinienstrahlung



noch diejenige der üblichen Plasmaverunreinigungen (C-, O-, N-Linien) bei der Beobachtung der Kontinuumsstrahlung stören konnte, andererseits auch die Bandkanten des Rekombinationskontinuums von Deuterium spektral weit genug von jenen Wellenlängen getrennt sind. Für die ausgewählten und in der Tabelle weiter unten angegebenen Wellenlängen im Sichtbaren beträgt dann die Intensität des Rekombinationskontinuums nur noch einige Prozent des frei-frei Kontinuums. Die Vernachlässigung des Exponentialfaktors in der obigen Formel für  $I_\lambda$  kompensiert diesen Einfluß des Rekombinationskontinuums weitgehend.

- III. Die Messung der Schichtdicke  $l$  ist hier gleichbedeutend mit der Bestimmung des Durchmessers der Plasmasäule; die Kontinuumsstrahlung wird side-on durch den Stutzen 3 in Abb.15 beobachtet. Für  $l$  wurde oben der Wert  $l = 1$  cm ermittelt.
- IV. Der zur Dichtebestimmung nach dieser Methode nötige Richtwert für die Elektronentemperatur wird mit 20 eV aus den im letzten Abschnitt behandelten Linie-zu-Kontinuum Messungen entnommen. An die Genauigkeit dieses zur Dichtebestimmung verwandten Temperaturwertes werden keine große Anforderungen gestellt. Der nach Gl. 25 errechnete Wert für die Elektronendichte hängt nämlich nur von der 4. Wurzel aus der Elektronentemperatur ab. Auch die Abhängigkeit des Gauntfaktors von letzterer -  $\overline{g}_{ff} \propto T_e$  - wirkt noch weiter abschwächend auf die Temperaturabhängigkeit der Dichte. Eine Änderung der Elektronentemperatur um den Faktor 2 beispielsweise bedingt eine entsprechende Änderung des Dichtewertes um weniger als 10%.



### 5.4.2 Intensitätseichung

Aus den Tabellen entnimmt man für die Intensität des Kohlebogenkraters bei  $\lambda = 0,65 \mu$  einen Wert für  $I^{\text{Krater}} (\lambda = 0,65 \mu) = 30,7 \text{ Watt/cm}^2 \mu \text{ sr}$ . Wie aus den Oszillogrammen 2 und 3 in Abb. 9 ersichtlich, erzeugen Kohlebogenlicht und Plasmalicht zum Zeitpunkt der maximalen Kompression die gleichen Spannungsamplituden von 24 mV. Damit ist die Intensität der Bremsstrahlung des Plasmas bei  $\lambda = 0,65 \mu$  gegeben:

$$I_{0,65 \mu}^{\text{Plasma}} = \frac{24 \text{ mV}}{24 \text{ mV}} \cdot \frac{1}{172} \cdot I_{0,65 \mu}^{\text{Krater}} = 1,79 \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2 \mu \text{ sr}}$$

Der Faktor 1/172 berücksichtigt darin die Abschwächung des Kohlebogenlichts durch das Filter.

Mit  $kT_e = 20 \text{ eV}$ ;  $z = 1$ ;  $\overline{g_{ff}} = 1,8$  und  $l = 1 \text{ cm}$  berechnet man den in nachstehender Tabelle aufgeführten Dichtewert. Die übrigen dort angegebenen Dichtewerte sind auf eine Intensitätseichung bei entsprechend anderen Wellenlängen bezogen.

| $\lambda [\text{\AA}]$ | $n_e [\text{cm}^{-3}]$ | $p_0 [\text{Torr}]$ |
|------------------------|------------------------|---------------------|
| 6500                   | $3,5 \cdot 10^{16}$    | $31 \times 10^{-3}$ |
| 5274                   | $3 \cdot 10^{16}$      | 1                   |
| 4976                   | $3,3 \cdot 10^{16}$    | 1                   |
| 4526                   | $3,9 \cdot 10^{16}$    | 1                   |

Damit ist die Elektronendichte zu  $n_e = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 20\%$  bestimmt.

### 5.5 Magnetfeldmessungen

Aus dem Gleichgewicht für Plasma- und Magnetfelddruck

$$n_e \cdot k \cdot (T_e + T_i) = 2,48 \cdot 10^{16} \cdot (B_a^2 - B_r^2) \quad (26)$$



( $B$  gemessen in kG,  $kT_e$  in eV,  $n_e$  in  $\text{cm}^{-3}$ ) kann mit der Annahme  $T_e = T_i$  die Elektronentemperatur bestimmt werden, wenn dazu Elektronendichte sowie äußeres Magnetfeld  $B_a$  und inneres Magnetfeld  $B_i$  bekannt sind.

Die Auswertung der Messungen zur Bestimmung der Elektronendichte im vorigen Abschnitt ergaben im Maximum der Kompression einen Wert für die Dichte  $n_e = 3,5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$  bei einem Neutralgasdruck von 31 mTorr und Umfangsspannungen  $U_E = 2,5 \text{ kV}$  bzw.  $U_E = 5 \text{ kV}$  an der Kompressionsspule zu Beginn der Vor- bzw. Hauptentladungen.

Unter den gleichen Bedingungen wurde mit Hilfe einer zuvor geeichten Spulensonde vom Durchmesser 1,7 mm in der Mitte der Kompressionsspule der zeitliche Magnetfeldverlauf ermittelt. Der geringe Sondendurchmesser gestattete zusammen mit der Verstellbarkeit der Sonde eine Aufnahme des zeitlichen Magnetfeldverlaufs alle 1/3 cm längs eines vollen Durchmessers des Entladungsgefäßes. Die Sonde wird dabei durch den in Abb. 15 mit der Nummer 3 bezeichneten Stutzen in das Entladungsgefäß eingeführt.

Die beiden Oszillogramme 2 und 3 in Abb. 10 zeigen den zeitlichen Magnetfeldverlauf im Plasma am Ort der Spulenachse und außerhalb des Plasmas 2 cm vor dieser Achse, aber noch innerhalb der Kompressionsspule. Dort ist das Magnetfeld, wie ein Vergleich mit dem Oszillogramm 1 zeigt, praktisch gleich dem Vakuummagnetfeld in der Kompressionsspule.

Die Ergebnisse der Magnetfeldmessungen sind in Abb. 11 als Funktion des Abstandes von der Spulenachse aufgetragen. Die leichte Unsymmetrie im unteren Teil der Kurve ist anscheinend auf eine Ungenauigkeit von etwa 25% bei der Sondenverstellung zurückzuführen. Die Unsymmetrie im oberen Teil der Kurve dagegen deutet auf eine gestörte homogene Verteilung des äußeren Magnetfeldes hin; sie bewirkt eine geringe ( $\approx 1/6 \text{ cm}$ ) Ablenkung der Plasmasäule als ganzes aus der Spulenmitte heraus. Aus dem Streakphoto in Abb. 9 entnimmt man, daß diese Ablenkung in späteren Kompressionsphasen noch zunimmt.



Abb. 10

Zu den Magnetfeldmessungen

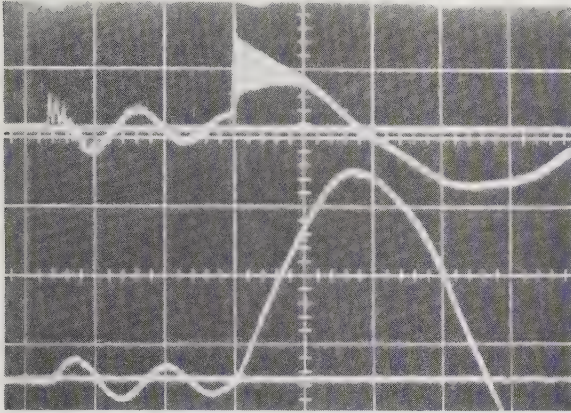


Photo 1

obere Spur:

Spulenspannung

$$U_V/U_H = 17 \text{ kV}/16,5 \text{ kV}$$

$$(20 \text{ V/cm} \times 247)$$

untere Spur:

 $B_z$  ohne Pl.

2 mV/cm

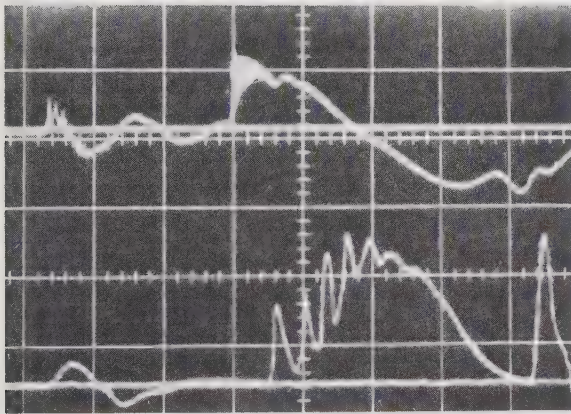
1  $\mu$ s/cmRC = 113  $\mu$ s

Photo 2

wie oben, aber mit Plasma

Magnetfeld auf der Spulenachse

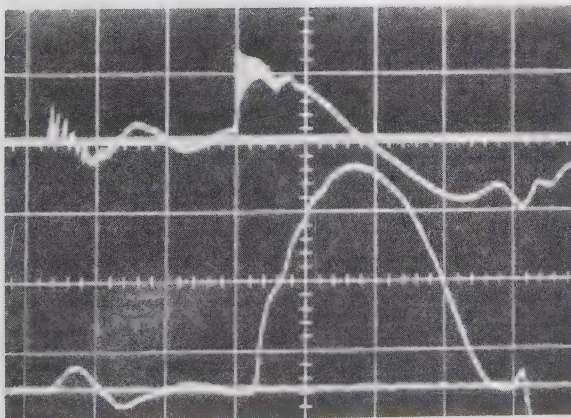


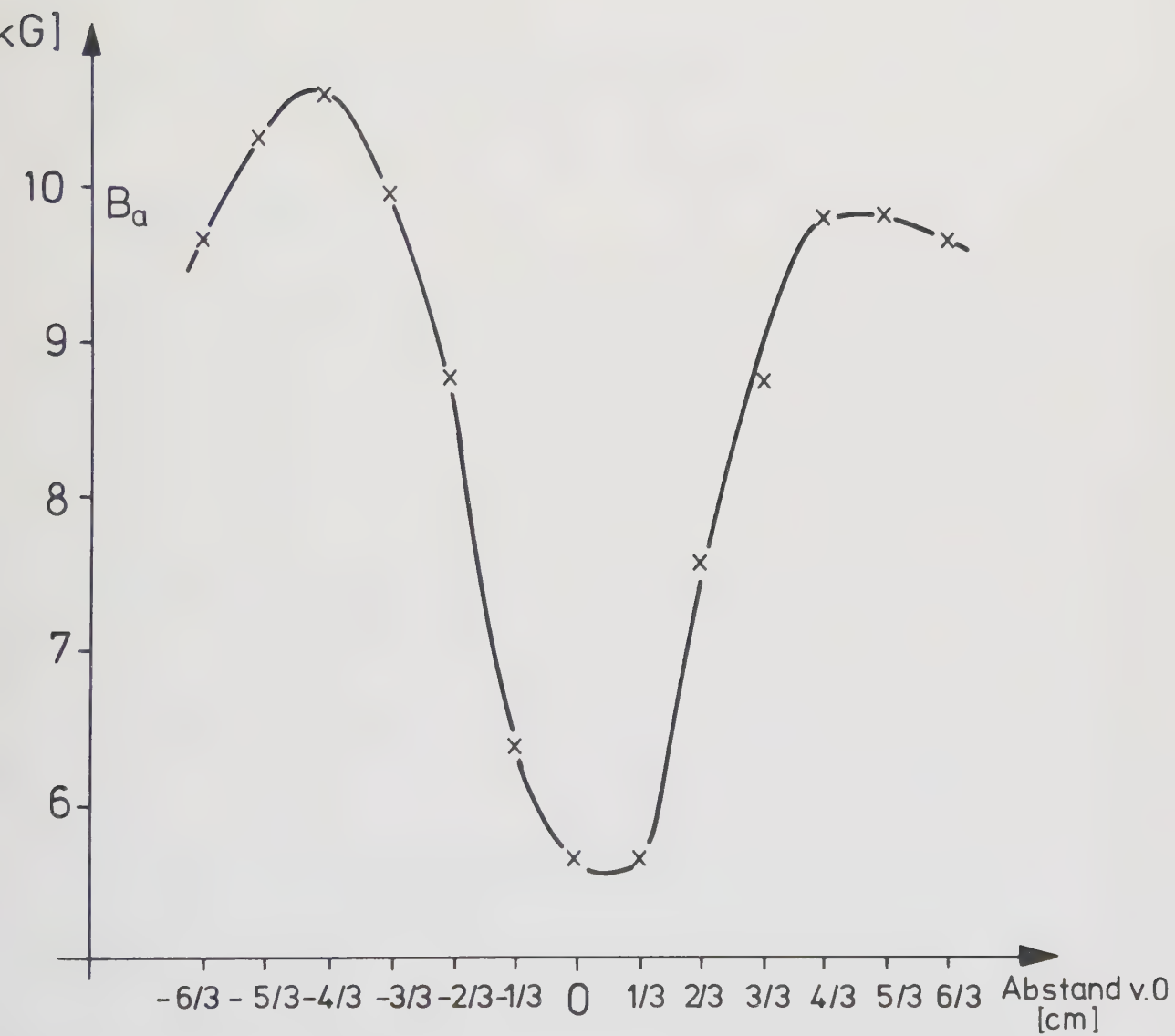
Photo 3

wie oben:

Magnetfeld im Plasma

2 cm vor der Spulenachse





11 Magnetfeld  $\perp$  zur Achse des  $\theta$ -Pinchs im Zeitpunkt der maximalen Kompression



Mit einem aus Abb. 11 entnommenen Wert für das äußere Magnetfeld von  $B_a = 9,9 \text{ kG}$  berechnet man unter den oben genannten Voraussetzungen für die Elektronentemperatur

$$kT_{\text{emax}} = 24 \text{ eV} \pm 20\% \quad \text{in der Mitte der Plasmasäule}$$

$$\text{sowie } kT_e = 22 \text{ eV} \pm 20\%$$

als Mittelwert über den aus Streakaufnahmen bestimmten Durchmesser  $l = 1 \text{ cm}$  der Plasmasäule.

## 5.6 Zusammenfassung

Unter den speziellen, während obiger Messungen möglichst genau eingehaltenen Betriebsbedingungen des Theta-Pinches, d.h.

$$U_E^V = 2,5 \text{ kV} = \text{Spulenspannung zu Beginn der Vorentladung,}$$

$$U_E^H = 5 \text{ kV} = \text{" " " Hauptentladung,}$$

$$P_0 = 31 \text{ mTorr} = \text{Fülldruck } D_2,$$

wurden für die Plasmaparameter folgende Meßwerte ermittelt:

$$n_e = 3,5 \cdot 10^{16} \pm 20\% = \text{Elektronendichte}$$

$$T_e = 25 \text{ eV} \pm 20\% = \text{Elektronentemperatur}$$

$$l = 1 \text{ cm} \pm 10\% = \text{Durchmesser der Plasmasäule}$$

Für das den Kompressionsdruck liefernde Magnetfeld  $B_a$  außerhalb des Plasmas wurden  $9,9 \text{ kG} \pm 10\%$  und für  $\beta = 0,65$  ermittelt. Beide Werte gelten zum Zeitpunkt des Kompressionsmaximums.

Ein Vergleich mit den in Tabelle 2 aufgelisteten, rechnerisch ermittelten Plasmadaten zeigt, daß die Meßwerte gut im Bereich dieser theoretischen Werte liegen. Trägt man überdies die Meßwerte in das Diagramm der Abb. 5 ein, so liegt der durch das Wertepaar ( $T_e = 25 \text{ eV}$ ;  $n_e = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) definierte Punkt gut im schraffierten Flächenstück, welches die Gesamtheit aller



( $T_e$ ,  $n_e$ )-Werte definiert, für die mit dem hier benutzten Laser bzw. Detektor mit Sicherheit ein gut vom Rauschen und der Hintergrundstrahlung zu unterscheidendes Streulichtsignal erzeugt werden müßte.

## 5.7 Betrieb des Theta-Pinches unter veränderten Bedingungen

### 5.7.1 Andere Wahl der Betriebsbedingungen

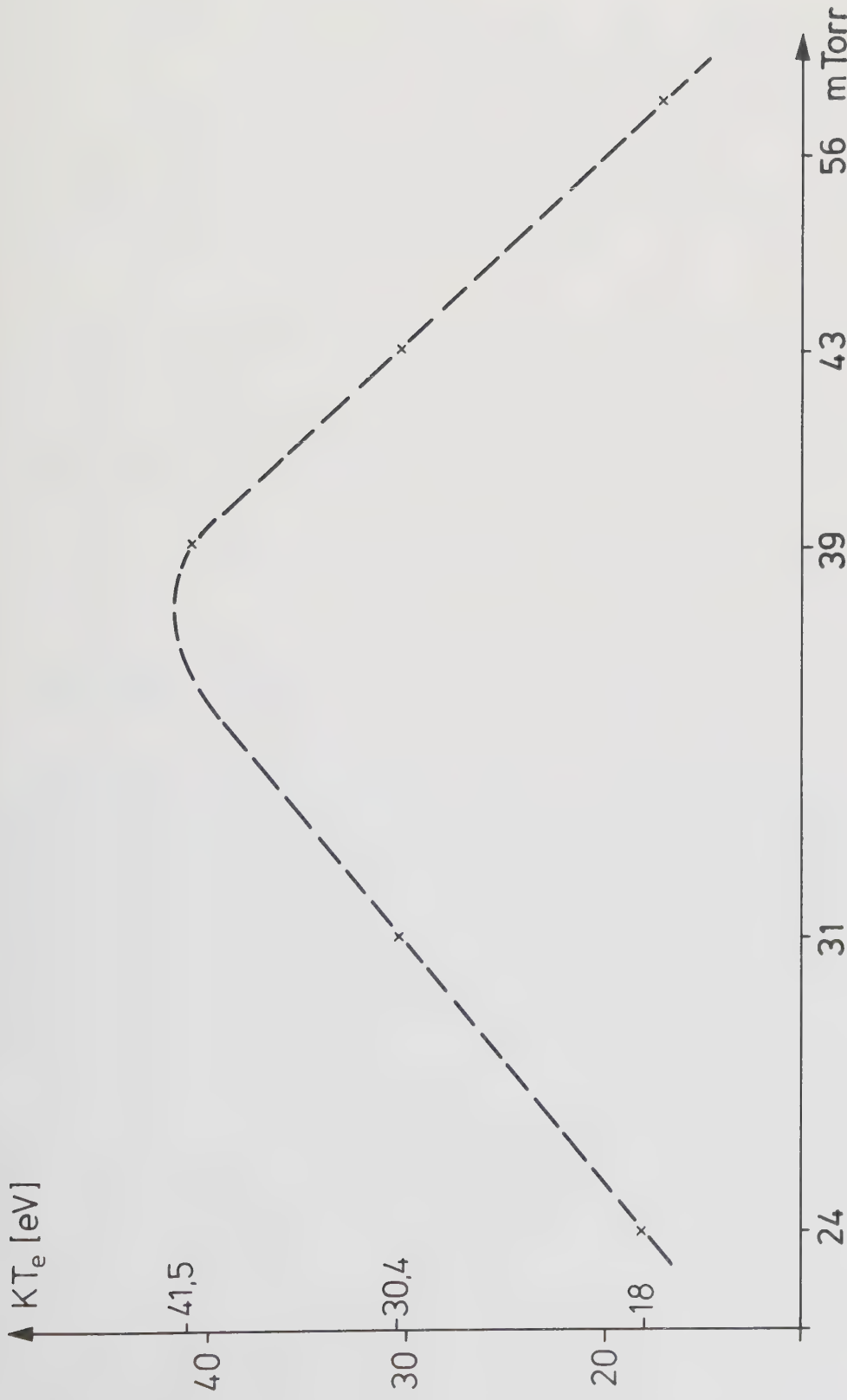
Zu Beginn der Laserstreumessungen konnte zunächst kein Streulichtsignal registriert werden. Daraufhin wurde versucht, diejenigen Betriebsbedingungen für  $\text{CO}_2$ -Laser und Theta-Pinch zu finden, welche möglichst hohe Streulichtleistungen in den Elektronensatelliten erwarten lassen. Mit Bezug auf den Theta-Pinch bedeutet dies, möglichst hohe Elektronentemperaturen zu erzeugen. Solange der Streuparameter  $\mathcal{A} \geq 3$  bleibt, braucht dabei keine Rücksicht auf eventuelle Änderungen der Elektronendichte genommen zu werden. Die frequenzintegrierte Streulichtleistung in den Elektronensatelliten wächst in diesem Bereich linear mit der Elektronentemperatur des Plasmas unabhängig von dessen Elektronendichte (s.S. 12).

Zu diesem Zweck werden

- a) die Spannungen an den Enden der Kompressionsspule zu Beginn von Vor- und Hauptentladung ausgehend von den bisherigen Werten (2,5 bzw. 5 kV) um 25% bzw. 20% erhöht (3,2 bzw. 6 kV);
- b) der Neutralgasdruck im Bereich von 20 - 60 mTorr um den bisherigen Wert von 30 mTorr variiert, wobei die Spannungen an der Kompressionsspule konstant bleiben und den unter a) genannten neuen Werten entsprechen.

Für diese neuen Betriebsbedingungen werden in diesem Kapitel nur die Elektronentemperaturen ermittelt. Die Bestimmung der entsprechenden Elektronendichten bleibt den Laserstreumessungen vorbehalten. Diese werden im gleichen Bereich von 20 - 60 mTorr durchgeführt, so daß der oben aus einer Absoluteichung der Plasmakontinuumstrahlung erzielte Meßwert für die Elektronendichte seinen Charakter als Kontrollwert für die Laserstreumessung nicht verliert.





bb.12 Elektronentemperatur als Funktion des  $D_2$ -Neutralgasdruckes im Zeitpunkt der maximalen Kompression



### 5.7.2 Bestimmung der Elektronentemperatur aus Linie-zu-Kontinuum-Messungen

In der Abb. 12 ist die aus Linie-zu-Kontinuummessungen (end-on; vgl. S. 32) ermittelte Elektronentemperatur als Funktion des Neutralgasdruckes aufgetragen.

Da in allen Punkten der Kurve in Abb. 12 die Druckbilanzgleichung gültig sein muß, kann die ermittelte Kurvenform nur damit erklärt werden, daß der  $\beta$ -Wert im unteren Druckbereich bis hin zu  $p_0 = 40$  mTorr auf seinen Maximalwert anwächst und diesen bei weiterer Drucksteigerung konstant beibehält.

Magnetfeldmessungen im Inneren der Plasmasäule bestätigen diesen Verlauf des  $\beta$ -Wertes mit dem Fülldruck.

### 5.7.3 Bestimmung der Elektronentemperatur und -dichte mit Hilfe von Magnetfeld- und Laserstreuungsmessungen

Die Druckbilanz zwischen Plasma- und Magnetfelddruck (Gl.(26), S. 36) sowie die Dispersionsbeziehung für longitudinale Elektronenplasmawellen (Gl.(8), S. 9 oder Gl.(28), S. 62)

$$n_e k(T_e + T_i) = 2.5 \cdot 10^{16} (B_a^2 - B_i^2) = 2.5 \cdot 10^{16} \beta \cdot B_0^2$$

$$\text{mit } T_e = T_i \quad \text{und}$$

$$n_e + 1.16 \times 10^{14} \times (kT_e) = 1.13 \times 10^{13} (\tilde{\nu}_s - \tilde{\nu}_L)^2$$

stellen ein System zweier Gleichungen zur Berechnung der Elektronendichte und der Elektronentemperatur dar, wenn darin der Magnetfelddruck ( $B_a^2 - B_i^2$ ) und der Frequenzabstand ( $\tilde{\nu}_s - \tilde{\nu}_L$ ) der Elektronensatelliten von der Laserlinie aus entsprechenden Messungen bekannt sind.

Die in Abb. 20 dargestellten, zum Zeitpunkt der maximalen Kompression ( $t = \tau/4$ ) bei einem Neutralgasdruck von  $p_0 = 39$  mTorr durchgeführten Laserstreuungsmessungen ergeben

$$(\tilde{\nu}_s - \tilde{\nu}_L) = 59 \text{ cm}^{-1}$$

Unter den gleichen Bedingungen durchgeführte Magnetfeldmessungen liefern

$$B_a = 12 \text{ kG}; \beta = 0,9$$



Damit erhält man aus dem oben angegebenen Gleichungssystem

$$n_e = 3,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 11\%$$

$$kT_e = 50 \text{ eV} \pm 20\%$$

Einzelheiten über die Zusammensetzung des Meßfehlers für die Elektronendichte sind auf Seite 62 und in Tabelle 4, S. 74 dargestellt.

Die Voraussetzung  $T_e = T_i$  ist hier dann gerechtfertigt, wenn die für die Übertragung der thermischen Energie der Ionen auf die Elektronen charakteristische Stoßzeit  $\tau_{ie} \lesssim \tau/4$  ist. Diese Bedingung konnte bestätigt werden. (vgl. S. 86)

5.7.4 Tabelle der für die Plasmaparameter, Elektronentemperatur und -dichte unter den verschiedenen experimentellen Bedingungen ermittelten Meßwerte (im Maximum der Kompression)

Tabelle 3

| $n_e [\text{cm}^{-3}]$       | $kT_e [\text{eV}]$ | $P_o [\text{mTorr}]$ | Spannungen a.d. Spule |                | Meßmethode                   |
|------------------------------|--------------------|----------------------|-----------------------|----------------|------------------------------|
|                              |                    |                      | Vor-                  | Hauptentladung |                              |
| $3,5 \cdot 10^{16} \pm 20\%$ |                    | 31                   | 2,5 kV                | 5 kV           | Absoluteichg.                |
|                              | $24 \pm 15\%$      | 31                   | 2,5 kV                | 5 kV           | Magnetfeldmess.              |
|                              | $20 \pm 20\%$      | 31                   | 2,5 kV                | 5 kV           | Linie zu Kontinuum (side-on) |
|                              | $25 \pm 15\%$      | 31                   | 2,5 kV                | 5 kV           | Linie zu Kont. (end-on)      |
|                              | $30 \pm 15\%$      | 31                   | 3,2                   | 6 kV           | Linie zu Kont. (end-on)      |
|                              | $42 \pm 20\%$      | 40                   | 3,2                   | 6 kV           | Linie zu Kont. (end-on)      |
|                              | $50 \pm 20\%$      | 40                   | 3,2                   | 6 kV           | Magnetfeld und Laserstreuung |



## 6. DAS OPTISCHE SYSTEM FÜR DIE LASERSTREUMESSUNGEN

Die Abb. 14 zeigt in einer nicht maßstabsgetreuen, perspektivischen Übersichtsskizze den optischen Aufbau, so wie er für die Streulichtmessungen benutzt wurde.

Die mit den Zahlen 1 bis 16 numerierten optischen Elemente kennzeichnen denjenigen Teil des optischen Systems, welcher die Laserstrahlung in das Plasma hinein fokussiert und anschließend in einem als Monitor benutzten Photon-drag-Detektor registriert.

Den zweiten Teil dieses optischen Systems (18-35) bildet ein Strahlengang, der das am Plasma gestreute Laserlicht auffängt, in das Spektrometer leitet, dort analysiert und in einem hochempfindlichen Infrarotdetektor registriert. Eine Querschnittszeichnung durch die Streukammer, in der beide Strahlengänge im Streuwinkel  $\theta = 90^\circ$  einander kreuzen, bietet die Abb. 15. Die Konstruktionsprinzipien und die charakteristischen Daten dieser beiden optischen Teilsysteme werden im folgenden kurz dargelegt.

### 6.1 Der Laserlichtstrahlengang

#### 6.1.1 Der Laser

Bei dem benutzten Lasertyp handelt es sich um einen im hiesigen Institut von Hartwig und Rusbüldt /16/,/17/ entwickelten TEA-Laser. An der zu diesem Experiment benutzten Ausführung wurden maximal 200 MW ausgekoppelte Leistung gemessen. Pulsanstiegszeit und Halbwertszeit betragen etwa 40 und 50 ns.

Abb. 16 zeigt den Laser mit zwei Entladungskammern von 1,8 m Gesamtlänge, dem Brewsterfenster im Laserresonator und dem Auskoppelspiegel.

Die Zündung des Lasers erfolgte von dem in Abb. 6 dargestellten zentralen Impulsgebersystem. Aufgrund der gegenseitigen, nicht vollständig vermeidbaren Beeinflussung von Theta-Pinch- und Lasertriggerung schwankte der Laserimpuls zeitlich um maximal 300 nsec. Das Aufnehmen und Auswerten der Meßdaten gestaltete sich deshalb als langwierig und umfangreich.



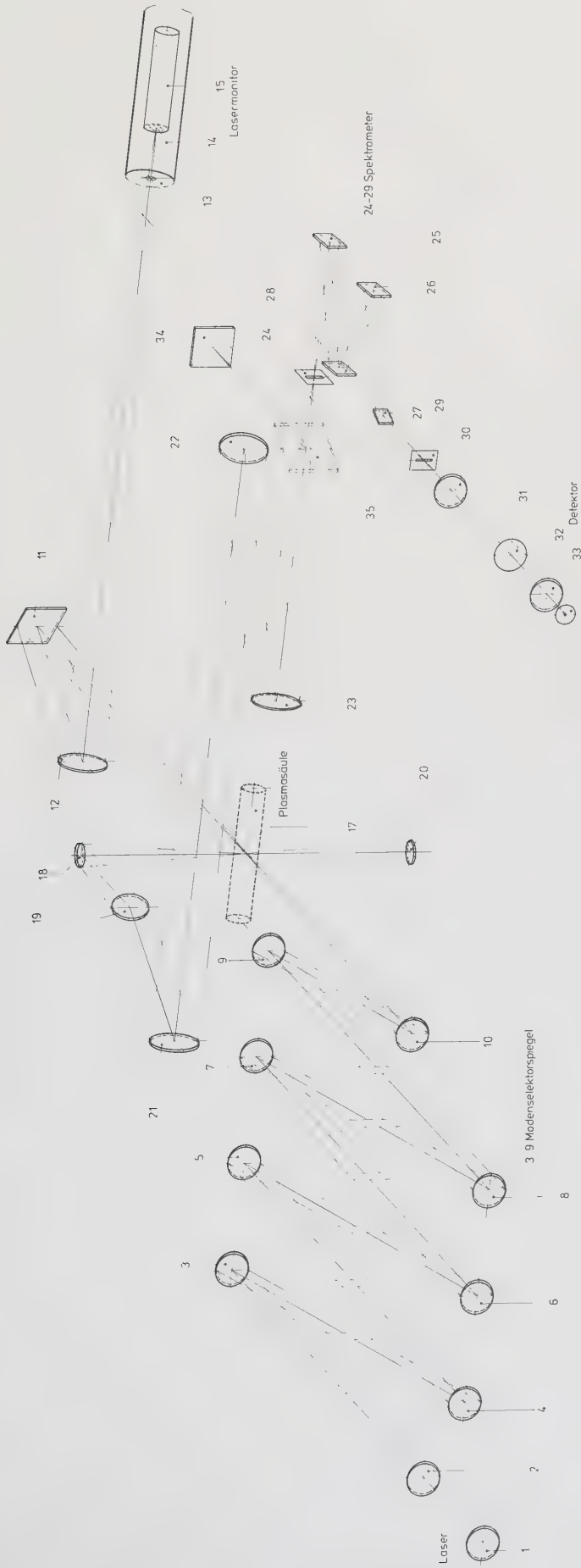


Abb 14 Prinzipskizze des optischen Systems zur Laser- und Streulichtführung



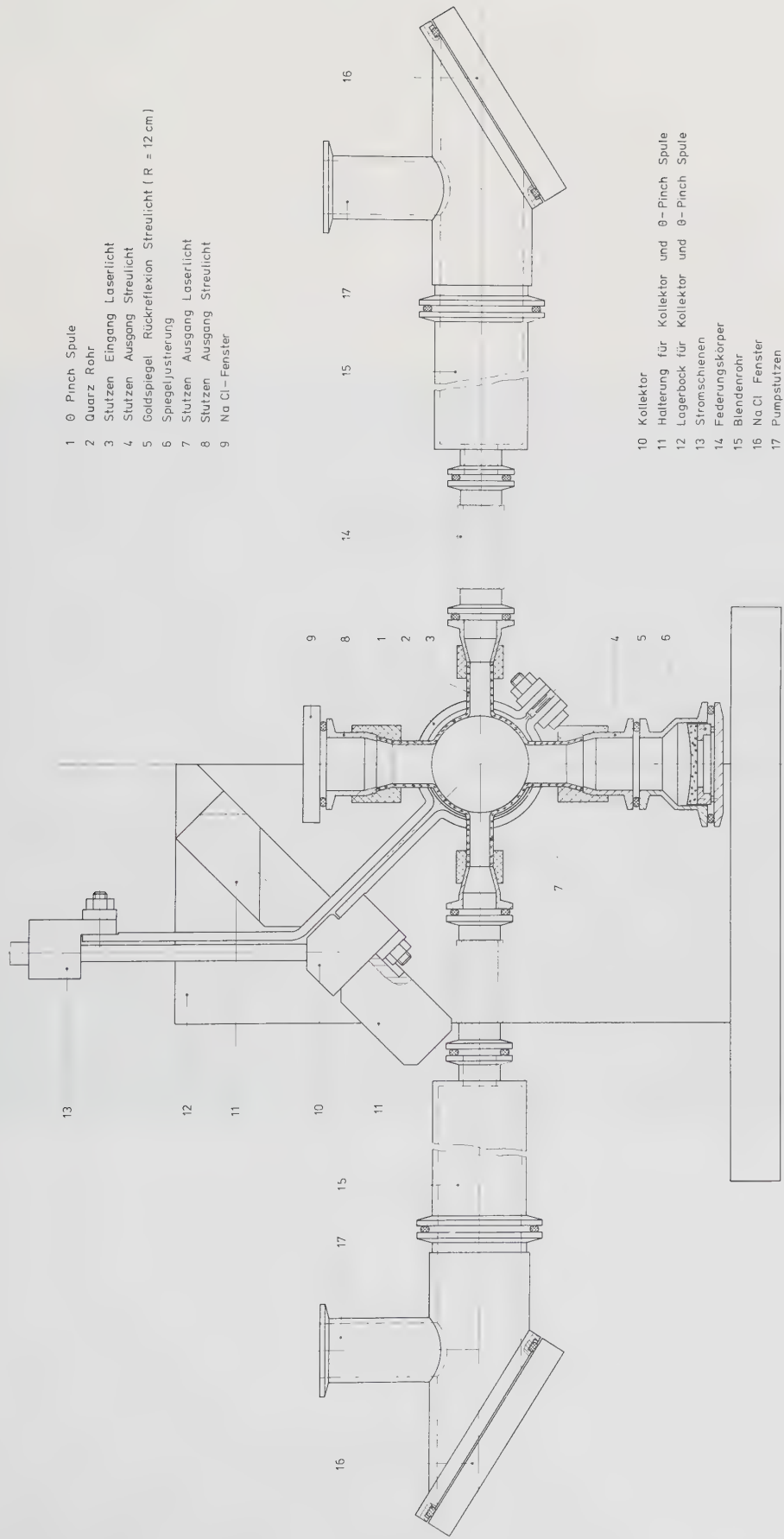
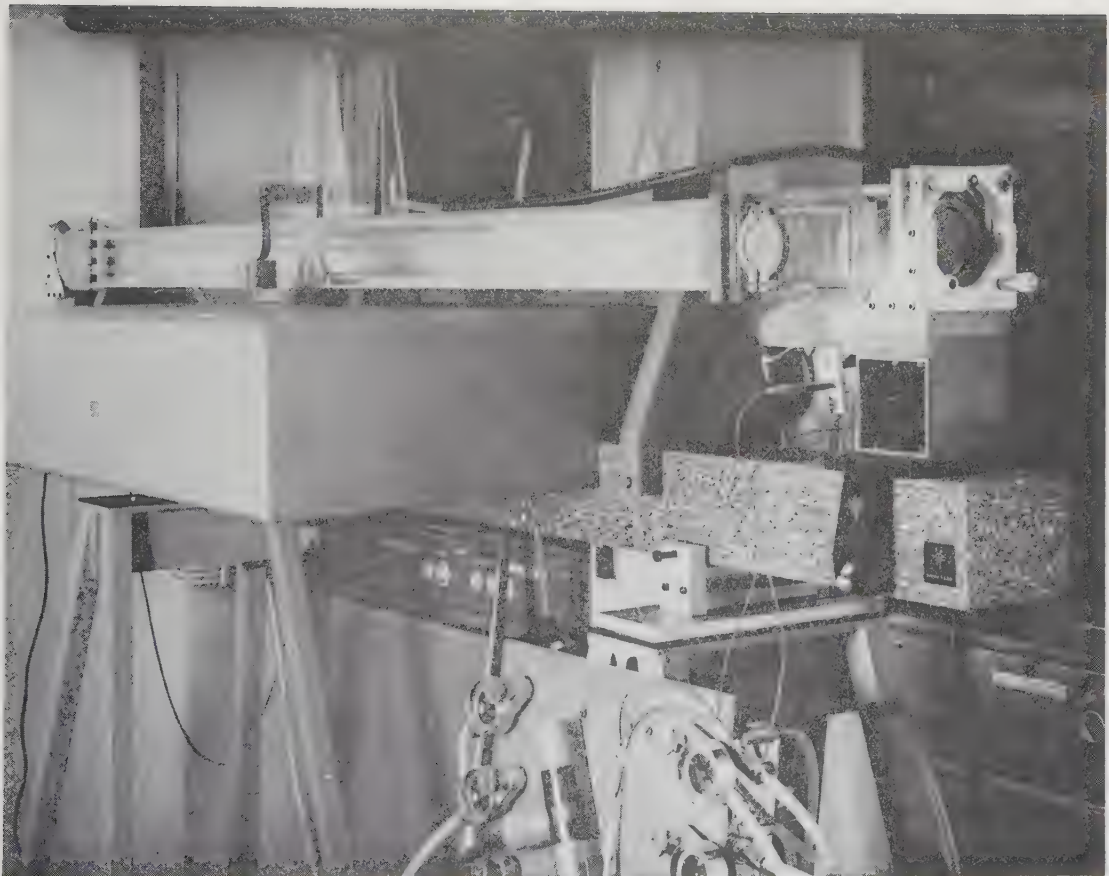


Abb.15 Querschnitt durch Streukammer und Blendenrohre



Abb. 16

Der TEA-Laser





### 6.1.2 Strahlengang zur Fokussierung des Laserlichts in das Plasma

Für die Auslegung dieses optischen Teilsystems sind die beiden folgenden Gesichtspunkte maßgebend:

- 1) In der Streukammer soll möglichst wenig Falschlicht erzeugt werden.
- 2) Das Verhältnis Streulicht zu Plasmaeigenlicht soll möglichst groß werden.

zu 1):

Wenig Falschlicht wird dann erzeugt, wenn die Randstrahlen des Laserlichtbündels möglichst weit von den Gefäßwänden entfernt verlaufen (s. Abb. 7). Die kritischen Stellen in dieser Hinsicht sind die Stützen des Entladungsrohres. Die Forderung eines möglichst ungestörten Magnetfeldes in der Kompressionsspule begrenzt die Breite des Schlitzes zur Aufnahme dieser Stützen und damit auch deren Durchmesser. Der Öffnungswinkel des einfallenden Strahlenbündels und damit  $D/f$  ( $D$  = Durchmesser des fokussierenden Elements;  $f$  dessen Brennweite) sollen möglichst klein sein. Bei der gewählten Anordnung hängt  $D$  vom Divergenzwinkel des Lasers ab.

zu 2):

Um ein möglichst großes Verhältnis von Streulicht zu Plasmaeigenlicht zu erhalten, ist eine möglichst starke Konzentrierung der Laserstrahlung im Plasma, d.h. ein kleiner Brennfleckdurchmesser erforderlich. Das bedeutet eine kleine Brennweite  $f$ : Diese Forderung steht aber im Gegensatz zu der Bedingung für möglichst kleines Falschlicht.

Da mit dem zur Verfügung stehenden Laser mit 200 MW gemessen an der in Tabelle 1 aufgestellten Forderung von 20 MW genügend Oberschußleistung zur Verfügung stand, so wurde bei der Auslegung des Laserlichtstrahlenganges, besonders unter dem ersteren der beiden oben dargelegten Gesichtspunkte, also dem der geringen Falschlichterzeugung konstruiert.

Zur Erzeugung eines scharf begrenzten Laserfleckdurchmessers wurde dazu das Nahfeld des Lasers, also die Fassung des Aus-



koppelspiegels ( $\varnothing = 6 \text{ cm}$ ) direkt ins Plasma hinein abgebildet. Um einen Durchmesser des Streuvolumens von  $1,5 \text{ mm}$  zu erreichen, wurde der Abbildungsmaßstab  $40:1$  gewählt. Der Divergenzwinkel  $\alpha$  des Lasers lag zwischen  $3$  und  $4 \text{ mrad}$ . Durch den großen Abstand von  $60 \text{ m}$  zwischen Laser und Fokussierungsspiegel ( $\varnothing = 10 \text{ cm}$ ) wurde die Divergenz auf etwa  $1,5 \text{ mrad}$  begrenzt. Diese Anordnung ergab eine Brennweite  $f = 1,5 \text{ m}$  für den Fokussierspiegel, und die Öffnung des Blendenrohres wurde voll ausgenutzt.

Hinter dem Entladungsrohr wurde die Laserstrahlung direkt auf einen Photon-drag-Detektor (15) (Ansprechzeit einige ns; Empfindlichkeit  $\approx 5 \text{ mV/MW}$ ) als Lasermonitor fokussiert. Für die Abbildung wurde eine Spiegeloptik (3-15 in Abb. 14) gewählt, da diese mit Hilfe sichtbaren Lichts justiert werden kann, ohne daß bei der anschließenden Benutzung von Infrarotlicht durch unterschiedliche Brennpunktlagen eine Korrektur der Justierung erforderlich wäre. Im Falle der Benutzung von  $\text{NaClO}$ -Linsen bspw. wäre zu bedenken, daß sich deren Brennweite zwischen dem Sichtbaren und  $10,6 \mu$  um über  $10\%$  ändert. Mit den oben genannten Forderungen für den Abbildungsmaßstab, den Divergenzwinkel und die Öffnung des Blendenrohres sind die Daten der Anordnung bestimmt.

## 6.2 Der Streulichtstrahlengang (s. Abb. 14)

Die in Abb. 14 mit den Nummern 18-53 gekennzeichneten optischen Elemente vermitteln eine Abbildung des fadenförmigen Streuvolumens 17 ( $l = 1,3 \text{ cm}$ ;  $\varnothing = 1,5 \text{ mm}$ ) in den Detektor. Die genannte optische Abbildung erfolgt über drei Zwischenabbildungen:

- a) Der Abbildung des Streuvolumens 17 auf den Spektrometerspalt 24, so daß dieser (Größe:  $0,1 \times 1 \text{ cm}^2$ ) vom Bild des Streuvolumens gerade ausgefüllt wird; die zu überbrückende Distanz beträgt dabei etwa  $3 \text{ m}$ .



- b) Der Abbildung des Spektrometereintrittsspalt 24 auf den entsprechenden Austrittsspalt über das interne Spiegelsystem 25-28 im Spektrometer ( $d\Omega \approx 3 \cdot 10^{-2}$ ;  $d\lambda/dS = 300 \text{ \AA/mm}$ ).
- c) Der Abbildung des Austrittsspalt 29 (Größe:  $0,1 \times 1 \text{ cm}^2$ ) in die die Detektorfläche definierende Lochblende 33 ( $\emptyset = 2,5 \text{ mm}$ ) hinein.

Der konstruktive Kompromiß zwischen guter und bequemer Justierbarkeit des Gesamtsystems 18-33 und raumsparender Anordnung der Spektrometer-Detektorkombination im Inneren der Meßkabine wurde dadurch erzielt, daß die unter c) genannte Teilabbildung statt von Spiegeln, wie unter a) und b), mit Hilfe einer Germaniumlinse vermittelt wurde. Wählt man hierzu einen Abbildungsmaßstab von 1:5, so fällt einerseits das Spaltbild voll auf den Kristall und andererseits wird der Öffnungswinkel von  $60^\circ$  des Detektors nicht überschritten. Der Öffnungswinkel, gemessen vom Spalt zur Germaniumlinse, ist etwas größer als der durch das Spektrometer bestimmte Wert  $d\Omega = 3 \times 10^{-2} \text{ sr}$ . Das gleiche gilt für den unter a) genannten Teilstrahlengang; im übrigen läßt der Stutzen Nr. 8 in Abb. 15 keinen wesentlich größeren Wert zu.

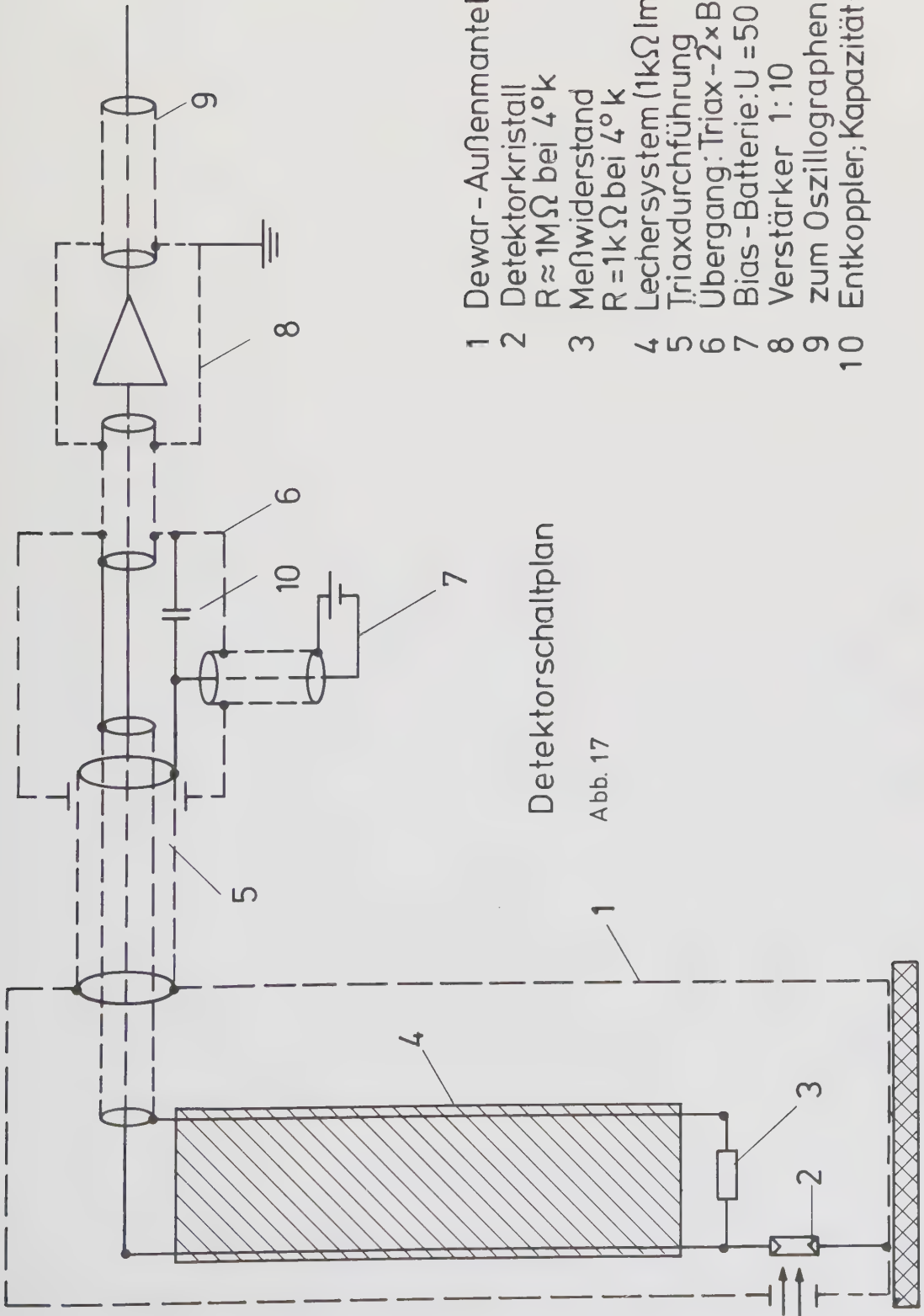
### 6.2.1 Der Infrarot-Detektor

#### 6.2.1.1 Der Kristall

Das für Infrarotstrahlung der Wellenlänge um  $10,6 \mu$  empfindliche Detektorelement besteht aus einem mit Cu-Atomen stark p-dotiertem Germaniumkristall. In einem Kryostat ist dieser Kristall elektrisch und thermisch leitend mit der Wand des flüssig-Helium-Behälters verbunden, so daß die Arbeitstemperatur bis auf  $4,2^\circ$  Kelvin erniedrigt wird. Dadurch wird eine thermische Ionisation der Cu-Atome verhindert - bei  $300^\circ$  Kelvin wäre die thermische Energie groß gegen die Energiedifferenz von 40 meV, zwischen Grundzustand des Cu-Atoms und Valenzbandkante.

Die Zeitkonstante des Detektors ist gleich der Wiedereinfangzeit für Elektronenfehlstellen; eine geringfügige Gegendotierung





## Detektorschaltplan

Abb. 17

- 1 Dewar - Außenmantel
- 2 Detektorkristall  
 $R \approx 1\text{M}\Omega$  bei  $4^\circ\text{K}$
- 3 Meßwiderstand  
 $R = 1\text{k}\Omega$  bei  $4^\circ\text{K}$
- 4 Lechersystem ( $1\text{k}\Omega$  Impedanz)
- 5 Triaxdurchführung
- 6 Übergang: Triax-2×BNC
- 7 Bias - Batterie:  $U = 50\text{ Volt}$
- 8 Verstärker 1:10
- 9 zum Oszillographen
- 10 Entkoppler; Kapazität =  $15\text{ nF}$



mit Donatorenmaterial sorgt dafür, daß die Anzahl an negativ geladenen Akzeptorionen - hier der Cu-Ionen - jederzeit als groß gegen die durch Photoionisation erzeugten ebensolchen Ionen betrachtet werden kann. Die Zeitkonstante ist daher von der Intensität unabhängig. Sie beträgt in unserem Fall etwa 20 ns. Die Detektorempfindlichkeit wurde zu 3 mV/ $\mu$ W am Verstärkerausgang ermittelt, wobei die Biasspannung 50 V betrug. Höhere Biasspannungen konnten wegen beginnenden starken Rauschens nicht angewandt werden.

Das Rauschen, gemessen am Verstärkerausgang, entsprach bei 50 V Biasspannung näherungsweise einer Strahlungsleistung von 2  $\mu$ W bei  $\lambda = 10 \mu$  und 50 V Biasspannung.

#### 6.2.1.2 Das elektrische Schaltbild für den Infrarotdetektor

Die Abb. 17 zeigt das Schaltbild des elektrischen Systems. Letzteres besteht im wesentlichen aus drei Komponenten: Dem signalerzeugenden Teil mit photoleitendem Kristall, Meßwiderstand und Lecherleitung für den Signaltransport.

Dem Adapterstück, welches das Triaxverbindungskabel, ausgehend vom Kryostaten, auf zwei BNC-Buchsen führt.

Dem 1:10 Verstärker mit 1 k $\Omega$  Eingangswiderstand, angepaßt an die 1 k $\Omega$  Impedanz der Lecherleitung.

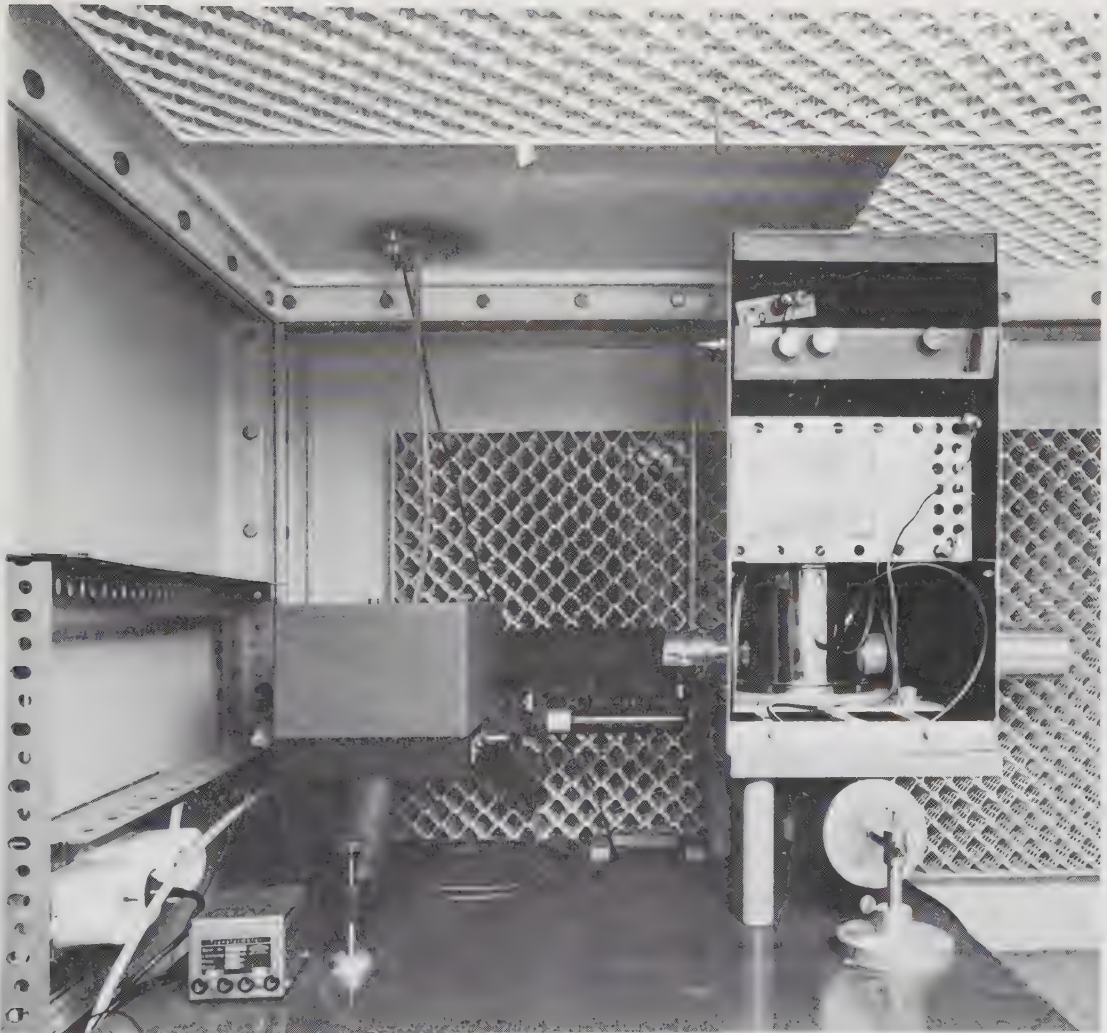
Dabei ist zu beachten, daß der Außenmantel des Kryostaten auf 50 V hoch liegt und daß deshalb das gesamte signalerzeugende System isoliert aufgestellt werden muß. Gleiches gilt für die Einführung des kurzen Stücks Triaxkabel in die Stromweiche.

Abb. 18 zeigt die Spektrometer-Infrarotdetektorkombination. Zum Zwecke der Abschirmung gegen elektrische und optische Störsignale wurde der IR-Detektor im Inneren der Meßkabine in einen geschlossenen Kasten aus 2 mm Alu-Blech eingesetzt. In diesem Kasten kann er relativ zur Germaniumlinse (eingebaut in der zum Spektrometer weisenden Wand) zu Justierzwecken bewegt werden. Der Justierschraubenantrieb erfolgt zum Teil über biegsame Wellen. Zum Füllen mit flüssigem He muß der Kryostat aus dem Abschirmkasten genommen und danach wieder reproduzierbar eingesetzt werden.



Abb. 18

Spektrometer - Infrarotdetektoranordnung zum Streulichtnachweis.  
Im Detektorkasten sind folgende Komponenten sichtbar:  
(von oben nach unten) Verstärker, Justierschrauben zur Justierung um die Vertikale, Batterie, Kryostat und Justierschrauben zur Justierung in der Horizontalen.  
Darunter das Gehäuse für den Lasermonitor.





### 6.2.2 Der Plasamonitor

Zur Kontrolle der Reproduzierbarkeit der Plasmaentladung und zur Einstellung des Laserzündzeitpunktes wird die Intensität der Kontinuumsstrahlung end-on bei der Wellenlänge  $\lambda = 4976 \text{ \AA}$  mit einer spektralen Breite von  $16 \text{ \AA}$  zeitaufgelöst beobachtet. Zu diesem Zweck wird das Signal aus einer Monochromator-Photomultiplier-Kombination zusammen mit dem Lasermonitorsignal mit einem Zweistrahloszillographen aufgezeichnet. Die dazu nötige optische Anordnung ist in Abb. 14 der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet. Jedoch sind in Abb. 7 die Abbildungslinse, der Umlenkspiegel und der Monochromator gut erkennbar.

### 6.3 Justierung der in Abb. 14 dargestellten optischen Anordnung

- a) Justierung des Laserresonators mit den Spiegeln 1 und 2.
- b) Zur Simulation des vom  $\text{CO}_2$ -Laser beleuchteten Plasmafadens 17 wird an dessen Stelle eine Glühlampe mit einer Glühspirale vom Durchmesser 1,5 mm und der Länge 5 mm gebracht.
- c) Ein He-Ne-Laser wird unmittelbar hinter dem Auskopplungsspiegel (2) des  $\text{CO}_2$ -Lasers in etwa auf der Achse des letzteren montiert.
- d) Schrittweise Justierung der Komponenten Nr. 3 bis Nr. 11, so daß der Strahl des He-Ne-Lasers zentrisch durch die Spiegel 3-10 durch die Wendel bei 17 und durch die Blende 13 auf den Kristall 14 des Lasermonitors fällt.
- e) Bei glühender Wendel kann jetzt der gesamte Streulichtstrahlengang (18-23) bis zum Spektrometer einschließlich des Spiegels 20 justiert werden.
- f) Die Germaniumlinse (31) ist relativ zum Spektrometer fest eingebaut, während der IR-Detektor (die Komponenten 32 und 33 enthaltend) bezüglich der Linse 31 justierbar angeordnet ist. Die Justierung ist dann optimal, wenn das mit Hilfe einer Unterbrecherscheibe vor dem Eintrittsspalt 24 erzeugte Detektorsignal ein Maximum erreicht.



- g) Die Wendel in der Rohrmitte bei 17 wird entfernt, der halbdurchlässige Spiegel 35 in seine Fassung geschoben und unmittelbar vor den Spalt 24 reproduzierbar eine kleine Lampe mit fadenförmigem Leuchtkörper geklappt (in Abb. 14 nicht dargestellt).

Auf dem Schirm 34 erscheint das vom Hohlspiegel 20 ( $f = 6 \text{ cm}$ ;  $\varnothing 4 \text{ cm}$ ) erzeugte Lampenbild, dessen Ort durch eine Marke gekennzeichnet wird. Vor jeder Messung kann auf diese Art die Justierung des Streulichtstrahlenganges überprüft werden. Zur Messung selbst werden Lampe und halbdurchlässiger Spiegel entfernt.

- h) Der He-Ne-Laser vor dem  $\text{CO}_2$ -Laser wird entfernt und die Resonatorachse des letzteren mit der optischen Achse des Beleuchtungsstrahlenganges (die Elemente 3 bis 14) zur Deckung gebracht. Dazu wird mit Hilfe von graphitiertem Papier geprüft, ob das Laserstrahlbündel zentrisch auf den Spiegel 10 und auf die Monitorblende 13 fällt. Zu eventuellen kleinen Korrekturen muß nun der  $\text{CO}_2$ -Laser insgesamt verschoben werden, ohne daß das Spiegelsystem verändert wird.



## 7. LASERSTREUMESSUNGEN

### 7.1.1 Zusammen mit den Laserstreumessungen registrierte sonstige Meßdaten

Zur Kontrolle der Plasmaerzeugung, der Laserleistung und des Laserzündzeitpunktes auf Reproduzierbarkeit werden außer den Streulichtsignalen noch folgende Daten registriert:

#### a) Die Spannung an der Kompressionsspule (vgl. S. 28)

Die Aufzeichnung der Spannung erlaubt, die einwandfreie Funktion des Entladestromkreises laufend zu beurteilen und insbesondere den Zündzeitpunkt der Hauptentladung sowie die Ladespannungen von Vor- und Hauptbatterie zu überprüfen. Spannungs- und Streulichtsignale werden gemeinsam mit einem Zweistrahloszillographen registriert und photographisch ausgewertet.

#### b) Die Elektronendichte

Der auf Seite 55 beschriebene Plasmalichtmonitor registriert das vom Plasma im Sichtbaren ausgesandte (frei-frei) Kontinuum und erlaubt somit eine Kontrolle der erzeugten Elektronendichte.

#### c) Die Laserleistung

Der auf Seite 50 erwähnte Photon-drag-Detektor dient als Monitor für die Laserleistung. Die Signale von Laser- und Plasmamonitor werden wiederum gemeinsam mit einem Zweistrahloszillographen registriert. Dadurch kann der Einsatzzeitpunkt der Laseremission relativ zur Entladungsphase kontrolliert werden.

### 7.1.2 Betriebsbedingungen für Laser, Detektor und Thetapinch bei den folgenden Streulichtmessungen

#### a) Für den Laser

Die Laserleistung, gemessen unmittelbar hinter dem Auskoppelspiegel des Lasers, betrug  $170 \text{ MW} \pm 15\%$ . Der Divergenzwinkel, gemessen an der gleichen Stelle, wurde zu 3 bis 4 mrad ermittelt.

Nach Durchlaufen der Spiegelkette (Nr. 3 bis 10 in Abb. 14) wird jedoch nur ein Winkel von 1,5 mrad ausgenutzt. In welchem Maße sich dadurch die Lichtleistung im Plasma reduzierte,



wurde durch eine Leistungsmessung am Ort des Planspiegels 11 (s. Abb. 14) ermittelt. Dabei ergab sich, daß nur  $20 \text{ MW} \pm 15\%$  für den eigentlichen Streuvorgang übrig geblieben waren.

Es sei hier erwähnt, daß ein Laser mit Fabry Perot Resonator auf geringfügige Dejustierung der Resonatorspiegel mit relativ starkem Leistungsschwund reagiert. Solche Dejustierungen wurden hier dadurch verursacht, daß einer der beiden Resonatorspiegel das Gasentladungsgefäß abschließt und somit bei jeder Entladung einem Druckstoß ausgesetzt war.

Dies bewirkt, daß die Laserleistung im Plasma bei nur geringer Dejustierung weit unter den Wert  $20 \text{ MW}$  abfiel und dann kein Streusignal beobachtet wurde.

Der Justierung des Lasers mußte daher außerordentlich viel Sorgfalt gewidmet werden. Sobald der Lasermonitor einen merklichen Abfall der Laserleistung anzeigte, wurden die Streulichtmessungen abgebrochen.

#### b) Für den IR-Detektor

Bei einer Versorgungsspannung von  $50 \text{ V}$  entsprechend einem Detektorstrom von  $0,8 \text{ mA}$  und 10-facher Vorverstärkung konnte das Plasmaeigenlichtsignal einwandfrei registriert werden. Damit war die Detektorempfindlichkeit groß genug. Um Streulichtsignale gut vom Plasmaeigenlicht unterscheiden zu können, mußte die Laserleistung  $20 \text{ MW}$  betragen und die Plasmamparameter  $T_e$  und  $n_e$  in den durch Abb. 5 definierten Empfindlichkeitsbereich fallen (vgl. S. 16).

#### c) Für den Thetapinch

Um ein möglichst großes Streulichtsignal zu erzeugen, wurde für die ersten Laserstreumessungen eine möglichst hohe Elektronentemperatur gefordert. Dazu wurde ein Neutralgasdruck von  $p_0 = 39 \text{ mTorr}$  eingestellt (s. Abb. 12, S. 42) und die Spannungen an der Kompressionsspule zu Beginn der Vor- bzw. der Hauptentladung auf  $3,2 \text{ kV}$  bzw.  $6 \text{ kV}$  festgelegt. Während der Fülldruck bei späteren Messungen variiert wurde, blieben die Spannungen stets auf den genannten Werten.



### 7.2.1 Streulichtmessungen bei $p_0 = 39$ mTorr im Maximum der Kompression (bei $t = \tau/4$ )

#### Zur Auswerteprozedur

Die Oszillogramme in Abb. 19 zeigen einen typischen Satz von Meßergebnissen, so wie sie für die Abb. 20 ausgewertet wurden. Dabei liefert das Oszillogramm 1 den Bezug zwischen zeitlichem Verlauf der Plasmaentladung und dem Beginn der Laseremission. Oszillogramm 2 stellt mit seiner unteren Spur das eigentliche Meßergebnis, nämlich das Streulicht, dar.

Die Streuamplituden wurden in mV über der zugehörigen Spektrometereinstellung, gegeben in Skalenteilen der Teiltrommel, in die Abb. 20 eingetragen. Ausgewertet wurden nur solche Oszillogramme, die sich auf den gleichen Laserzündzeitpunkt ( $\pm 25$  ns) beziehen.

Die Abszisse in Abb. 20 ist nach Wellenzahlen äquidistant geteilt, um die Symmetrie der Satelliten im Frequenzmaß zu zeigen; außerdem sind in einer zweiten nicht linearen Teilung die Skalenteile der Spektrometerstellschraube angegeben. Die Beziehung zwischen diesen beiden Skalen wird durch die Gittergleichung  $\lambda = C \cdot \sin \varphi$  hergestellt.

Den Drehwinkel des Gitters erhält man dabei aus der Skalenteilangabe auf der Spektrometerstellschraube - dies sind Winkelgrade - durch Addition eines konstanten Winkels von  $27^\circ$ . Die Konstante C der Gittergleichung bestimmt man durch eine Wellenlängeneichung des Spektrometers.

#### Dichtemessung

Wird das Streulichtspektrum, ausgehend von der Laserlinie  $\lambda_L = 10,6 \mu$  entsprechend  $\frac{1}{\lambda} = \tilde{\nu} = 943,5 \text{ cm}^{-1}$  zunächst nach der einen und dann nach der anderen Seite hin abgetastet, so erhält man Streulichtsignale in den Wellenzahlbereichen  $882 - 886 \text{ cm}^{-1}$  auf der langwelligen Seite und  $999 - 1007 \text{ cm}^{-1}$  auf der kurzwelligen Seite der Laserlinie. Die Streulichtamplituden, gemessen in mV, sind in Abb. 20 als Kreise eingetragen. Die maximalen Streulichtsignale auf beiden Seiten der Laserlinie sind gleich groß und liegen symmetrisch zur letzteren. In die Abb. 20 wurde noch das Apparateprofil eingezeichnet (s.S.76);



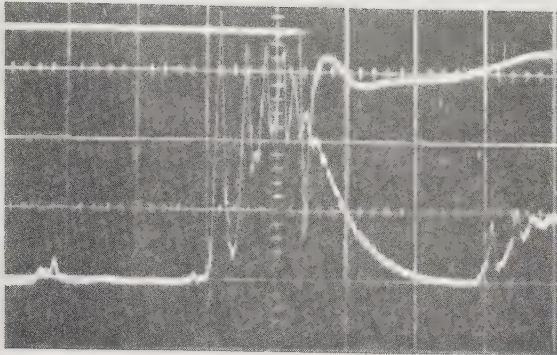
Abb. 19

Photo 1

obere Spur: Lasermonitor

7 MW / cm

1,  $\mu$ s / cm

untere Spur: Plasmamonitor bei

$\lambda = 4976 \text{ \AA}$

$\Delta\lambda = 16 \text{ \AA}$

2 mV / cm

1,  $\mu$ s / cm

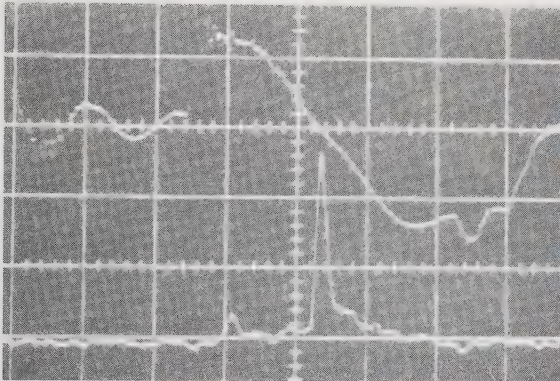


Photo 2

obere Spur:

Monitor für die Spannung an  
der Kompressionsspule

4 kV / cm

1,  $\mu$ s / cm

untere Spur:

Streulichtsignal über dem  
Plasmalichtsignal bei

$\lambda = 9,97 \text{ \AA}$

$\Delta\lambda = 300 \text{ \AA}$

20 mV / cm

1,  $\mu$ s / cm

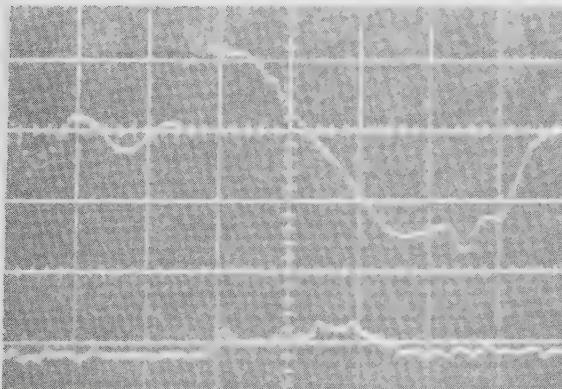


Photo 3

(vgl. Photo 2 jedoch ohne  
Streulichtsignal)

Bemerkung: Die beiden Raster der Photos 1 + 2 sind um etwa  
einen halben Teilstrich gegeneinander verschoben.



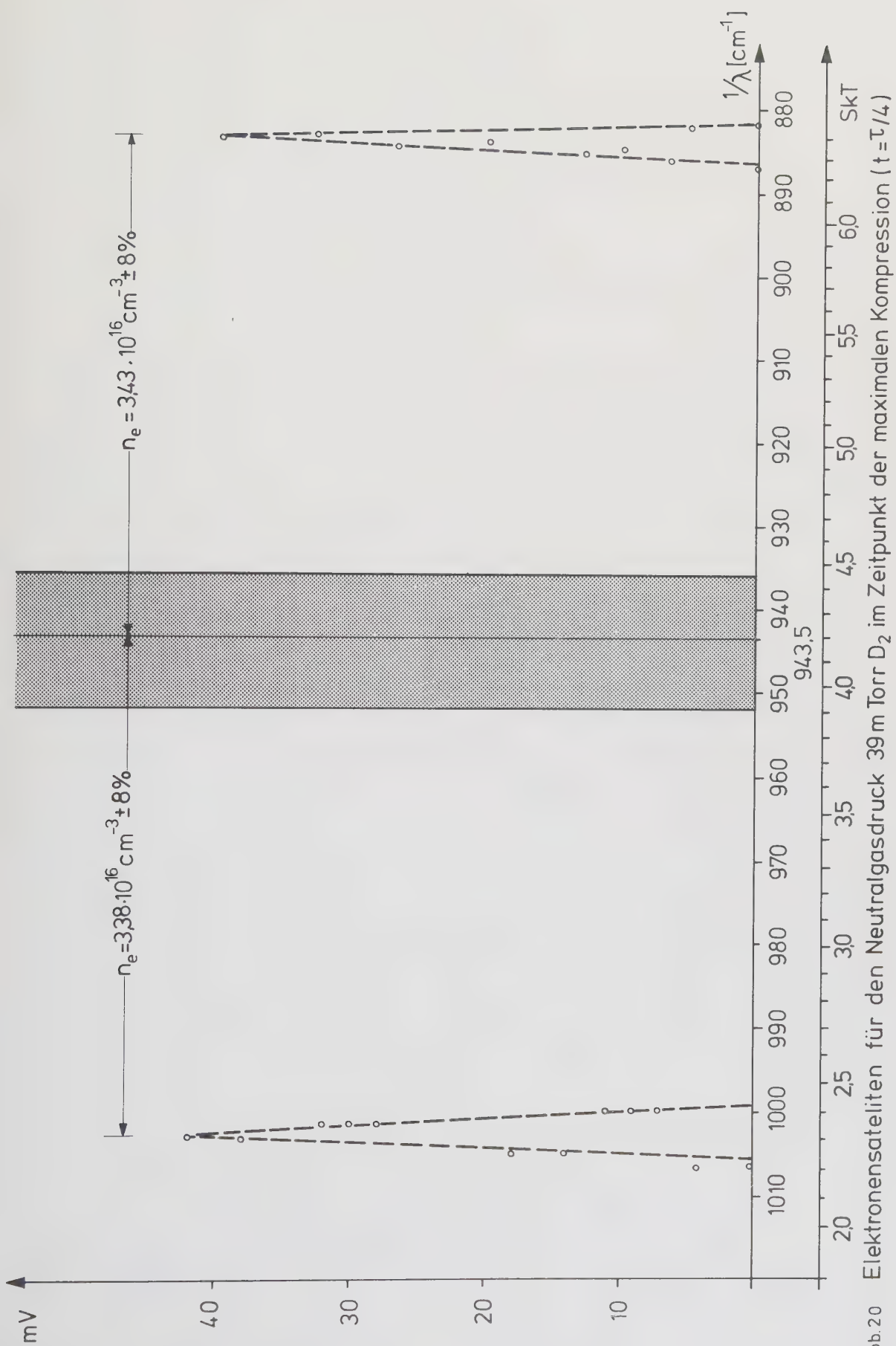


Abb. 20

Elektronensatelliten für den Neutralgasdruck 39 m Torr D<sub>2</sub> im Zeitpunkt der maximalen Kompression ( $t = \tau/4$ )



es paßt sich der Verteilung der Meßpunkte mit einer Genauigkeit von  $\pm 2\%$  an (bezogen auf den Abstand des Streulichtmaximums  $(\tilde{\nu}_s - \tilde{\nu}_L)$  von der Laserlinie in Wellenzahlen).

Aus dem gemessenen Wert für die Wellenzahldifferenz  $\tilde{\nu}_s - \tilde{\nu}_L$  berechnet man mit Hilfe der Dispersionsbeziehung (s.S. 9) für Elektronenplasmawellen die Elektronendichte zu:

$$n_e = 1,13 \times 10^{13} \times (\tilde{\nu}_s - \tilde{\nu}_L)^2 - 1,16 \times 10^{14} \quad (kT_e), \quad (28)$$

wobei  $n_e$  in  $\text{cm}^{-3}$ , ;  $(\tilde{\nu}_s - \tilde{\nu}_L)$  in  $\text{cm}^{-1}$  und  $kT_e$  in eV

gemessen werden (vgl. S. 43). Mit dem zweiten Glied auf der rechten Seite von Gl. (28) wird der (relativ kleine) Beitrag der thermischen Bewegung der Elektronen zur Phasengeschwindigkeit der Elektronenplasmawelle berücksichtigt. Da hier die Elektronentemperatur zu  $kT_e = 50 \text{ eV} \pm 20\%$  (vgl. S. 44) ermittelt wurde, kann der Beitrag des von der Elektronentemperatur abhängigen Zusatzgliedes in Gl. (28) bestimmt werden.

Aus der Tabelle 4 (Spalte 1) der durch Laserstreuung gemessenen Elektronendichten auf Seite 74 entnimmt man, daß hier  $n_e$  um 14% zu groß gemessen würde, wenn die Elektronentemperatur von  $kT_e = 50 \text{ eV}$  bei der Dichtebestimmung aus Gl. (28) unberücksichtigt bliebe. Selbst wenn der Gesamtfehler der Laserstreuung additiv aus den Absolutbeträgen der Einzelfehler - mangelnde Reproduzierbarkeit  $\Delta(\tilde{\nu}_s - \tilde{\nu}_L)_{\text{Repr.}} \approx \pm 2\%$  und mangelnde Symmetrie  $\Delta(\tilde{\nu}_s - \tilde{\nu}_L)_{\text{Sym}} \approx \pm 1,5\%$  - zusammengesetzt wird, so liegt der wahre Dichtewert weit außerhalb dieser Fehlergrenzen (von  $\pm 7\%$ ) um den Wert, der unter Vernachlässigung der Elektronentemperatur berechnet würde. Für alle übrigen in dieser Tabelle 4 (Spalte 2-4) zusammengefaßten, durch Laserstreuung bestimmten Elektronendichten ist dies nicht der Fall. Insbesondere ist in dem folgenden Fall die Reproduzierbarkeit so schlecht, daß die Berücksichtigung der Elektronentemperatur im obigen Sinne nicht mehr erforderlich ist.

#### 7.2.2 Laserstreuemessungen bei $p_0 = 39 \text{ mTorr}$ in einer frühen Phase der Kompression $t = 0,6 \times (\tau/4)$

Die Abb. 21 zeigt einen typischen Satz von Meßergebnissen, aufgenommen im zweiten Dichteminimum der oszillierenden Plasmasäule.



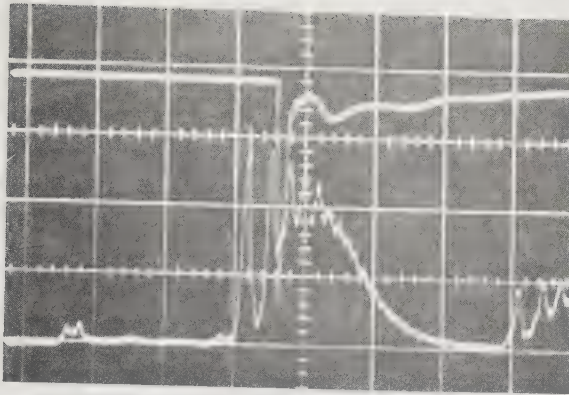
Abb. 21

Photo 1

obere Spur: Lasermonitor

7 MW / cm

1,  $\mu$ s / cm

untere Spur: Plasmamonitor

bei  $\lambda = 4976 \text{ \AA}$  $\Delta\lambda = 16 \text{ \AA}$ 

2 mV / cm

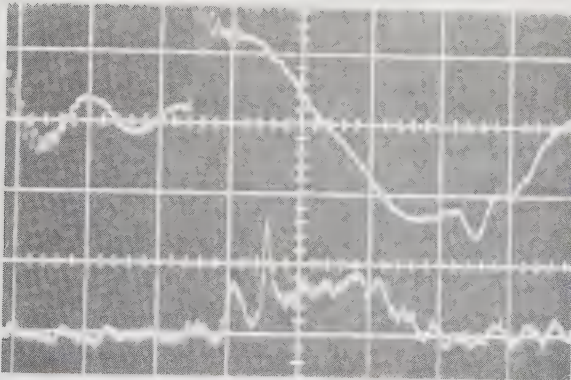
1,  $\mu$ s / cm

Photo 2

obere Spur:

Monitor für die Spannung an  
der Kompressionsspule

4 kV / cm

1,  $\mu$ s / cm

untere Spur:

Streulichtsignal über dem  
Plasmalichtsignal bei $\lambda = 9,97$  $\Delta\lambda = 300 \text{ \AA}$ 

10 mV / cm

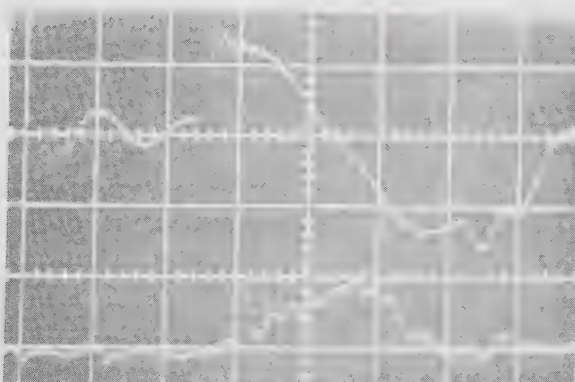
1,  $\mu$ s / cm

Photo 3

(wie Photo 2 jedoch ohne  
Streulichtsignal)



Vergleicht man die Oszillogramme (1) in den beiden Abb. 19 und 21, so erkennt man folgendes: In einem Zeitintervall von der Größenordnung der zeitlichen Halbwertsbreite des Laserpulses um das Maximum der Laseremission ändern sich die Plasmaparameter hier relativ stark. Eine gute Reproduzierbarkeit ähnlich derjenigen des oben diskutierten Falles kann daher hier nicht erwartet werden.

Bei der Auswertung der Meßergebnisse mit Hilfe der Abb. 22 findet man diese Erwartung bestätigt. Besonders "links" von der Laserlinie werden Streulichtsignale in einem relativ breiten Wellenzahlbereich registriert (vgl. mit der Breite des entsprechenden Bereichs im vorigen Abschnitt). Hierzu sei bemerkt, daß die Laserstreuungsmessungen "links" und "rechts" der Laserlinie an etwas weiter auseinander liegenden Versuchstagen vorgenommen wurden.

Prinzipiell kann das Streulichtmaximum des Elektronensatelliten an jedem Ort innerhalb dieser beiden Wellenzahlbereiche liegen. Von allen diesen Orten hat jedoch derjenige die größte Wahrscheinlichkeit, welcher die beste Anpassung der Verteilung der Meßpunkte an das entsprechende Apparateprofil liefert und zudem eine um die Laserlinie  $\lambda_0$  symmetrische Anordnung der Apparateprofile darstellt. Nach diesem Gesichtspunkt wurden die Apparateprofile in Abb. 22 eingezeichnet. Sie liegen damit symmetrisch zur Laserlinie und innerhalb eines Intervalls von  $\Delta (\tilde{\nu}_S - \tilde{\nu}_L) = \pm 10\%$  werden links und rechts gleich große Streulichtmaxima registriert. Ohne alle diejenigen Meßpunkte zu berücksichtigen, welche außerhalb des genannten Fehlerbereiches liegen, ermittelt man für die Elektronendichte mit Hilfe der Gleichung (28) die in Spalte 2 der Tabelle 4 auf Seite 74 aufgeführten Werte mit den entsprechenden Fehlergrenzen.

Aus dem Intensitätsverhältnis der C IV-Linie bei  $\lambda = 2530 \text{ \AA}$  und der C III-Linie bei  $\lambda = 2297 \text{ \AA}$  ermittelt man die Elektronentemperatur hier zu  $kT_e = 10 \text{ eV} \pm 20\%$ . Ihr Einfluß auf die Dichteberechnung nach Gl. (28) kann damit auch in diesem Fall abgeschätzt werden.

Wie aus Spalte 2 der Tabelle 4 auf Seite 74 ersichtlich ist, steht hier einem (statistischen) Meßfehler der Elektronendichte von  $\pm 20\%$  aufgrund mangelnder Reproduzierbarkeit der



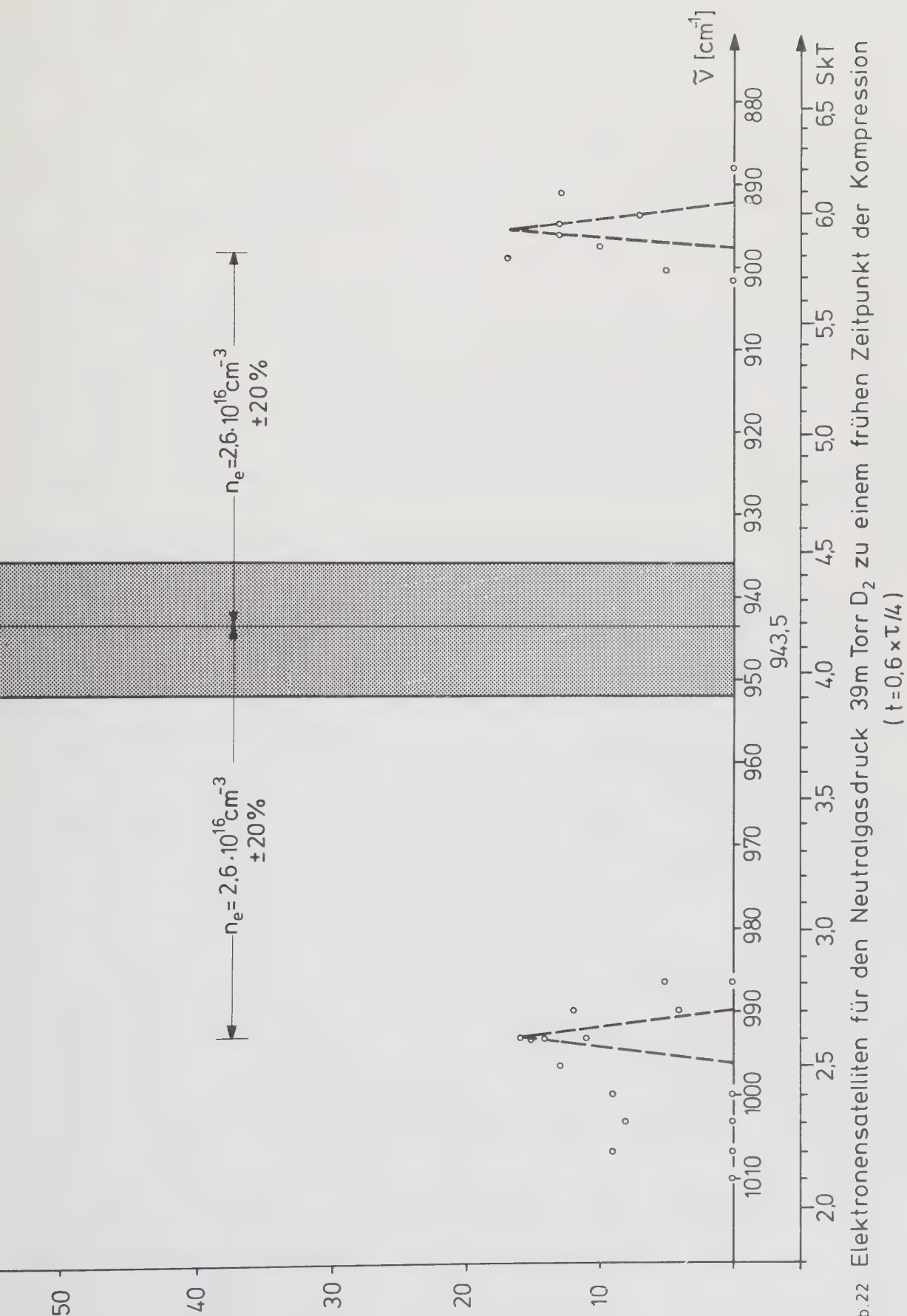


Abb.22 Elektronensatelliten für den Neutralgasdruck 39m Torr  $\text{D}_2$  zu einem frühen Zeitpunkt der Kompression  
( $t = 0.6 \times \tau/4$ )



Laserstreumessung ein (systematischer) Fehler von -4% gegenüber, wenn bei der Dichteberechnung nach Gl. (28) die Elektronentemperatur unberücksichtigt bliebe.

Im Gegensatz zu dem im vorigen Abschnitt erörterten Fall liegt hier der wahre, mit Berücksichtigung der Elektronentemperatur gewonnene Dichtewert gut im Fehlerbereich des aus Gl. (28) ohne Berücksichtigung der Temperatur berechneten Dichtewertes.

#### Bemerkungen zur Reproduzierbarkeit:

Wie aus Abb. 22 ersichtlich, ist der Wellenzahlbereich, in dem hier Laserstreusignale registriert wurden, "links" der Laserlinie etwa doppelt so groß wie der entsprechende Bereich "rechts". Die Streumessungen auf den beiden Seiten der Laserlinie wurden an Versuchstagen ausgeführt, die etwa 3 Wochen auseinander liegen. Obwohl die experimentellen Bedingungen für "beide" Laserstreumeßergebnisse nach Aussage von Abb. 22 im wesentlichen als gleich betrachtet werden können, darf angenommen werden, daß bspw. die kleinen zeitlichen Schwankungen des Fülldruckes und damit der Elektronendichte bei den Streumessungen auf den beiden "Seiten" verschieden bzw. verschieden stark sind. Solche Schwankungen der Elektronendichte wurden hier mit Hilfe der vom IR-Detektor im Wellenlängenbereich von 10 bis 11,  $\mu$  registrierten Plasmaeigenlichtsignale  $I_\lambda$  verfolgt. In jedem spektralen Intervall, in dem Streulichtsignale registriert wurden, liefern die mit Hilfe der entsprechenden Plasmaeigenlichtsignale gebildeten Werte  $\sqrt{(\overline{I_\lambda})_{rel}}$  einen Relativwert für die entsprechende mittlere Elektronendichte.

$$\sqrt{(\overline{I_\lambda})_{rel}} \approx (\bar{n}_e)_{rel}$$

Ein Vergleich dieser Werte zeigt: Bei der Aufnahme des in Abb. 22 dargestellten Streulichtspektrums "links" der Laserlinie wird die mittlere Elektronendichte zunächst kleiner, während der Durchlaßbereich des Spektrometers schrittweise zu kürzeren Wellenlängen verschoben wird. Bei der Wellenlänge des Streulichtsmaximums wird  $n_e$  minimal, wächst aber danach wieder an.

Diesen soeben beschriebenen systematischen Fehler bei der Streulichtmessung kann man rechnerisch wiederum mit Hilfe der Plasmaeigenlichtsignale  $(\overline{I_\lambda})_{rel}$  eliminieren.



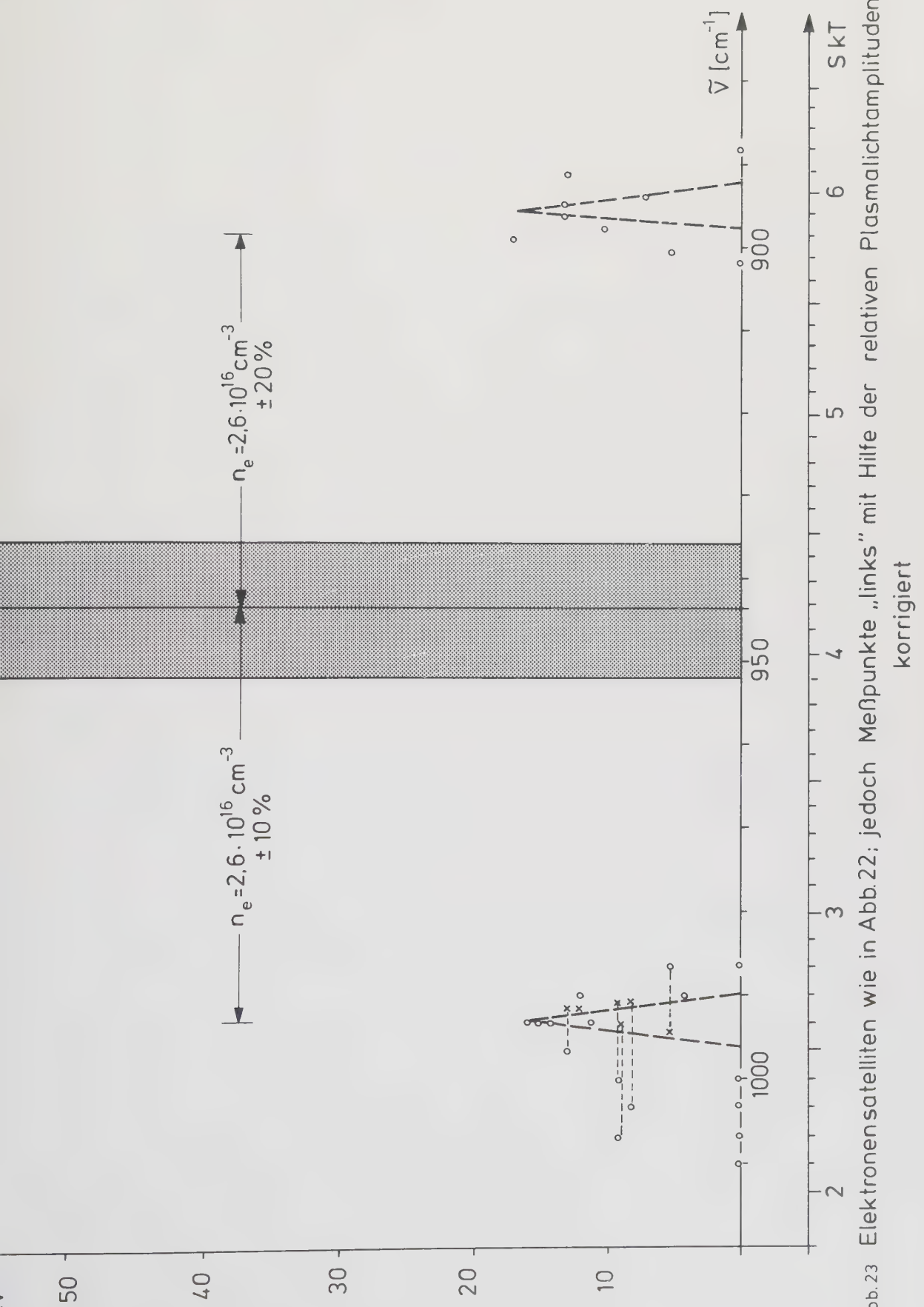


Abb. 23 Elektronensatelliten wie in Abb. 22; jedoch Meßpunkte „links“ mit Hilfe der relativen Plasmalichtamplituden korrigiert



Dazu benutzt man die Beziehungen:

$$n_e \sim \sqrt{I_\lambda}; \quad n_e \sim v_p^2; \quad \tilde{v}_s = \tilde{v}_L \pm \tilde{v}_p$$

und leitet daraus:

$$(\tilde{v}_s - \tilde{v}_L) \sim 4 \sqrt{I_\lambda} \quad \text{her. (s. /21/)} \quad (29)$$

Mit dieser Relation kann man für die Relativwerte solcher Plasma-eigenlichtsignale entsprechende Relativwerte für die Frequenzverschiebung berechnen und damit bspw. denjenigen Ort im Spektrum bestimmen, welcher das Streulichtsignal einnehmen würde, wenn die Elektronendichte während einer Meßserie konstant und gleich dem Bezugswert bliebe. Die Auswahl der Bezugswerte für die Frequenzverschiebung und das Plasmaeigenlichtsignal ist prinzipiell beliebig. Für den Fall der in Abb. 22 eingetragenen, unkorrigierten Laserstreusignale (Kreise) liegt es nahe, diejenigen Werte  $\overline{I_\lambda}$  und  $(\tilde{v}_s - \tilde{v}_L)$  als Bezugswerte zu wählen, welche zu den mit guter Reproduzierbarkeit gemessenen maximalen Streulichtsignalen gehören.

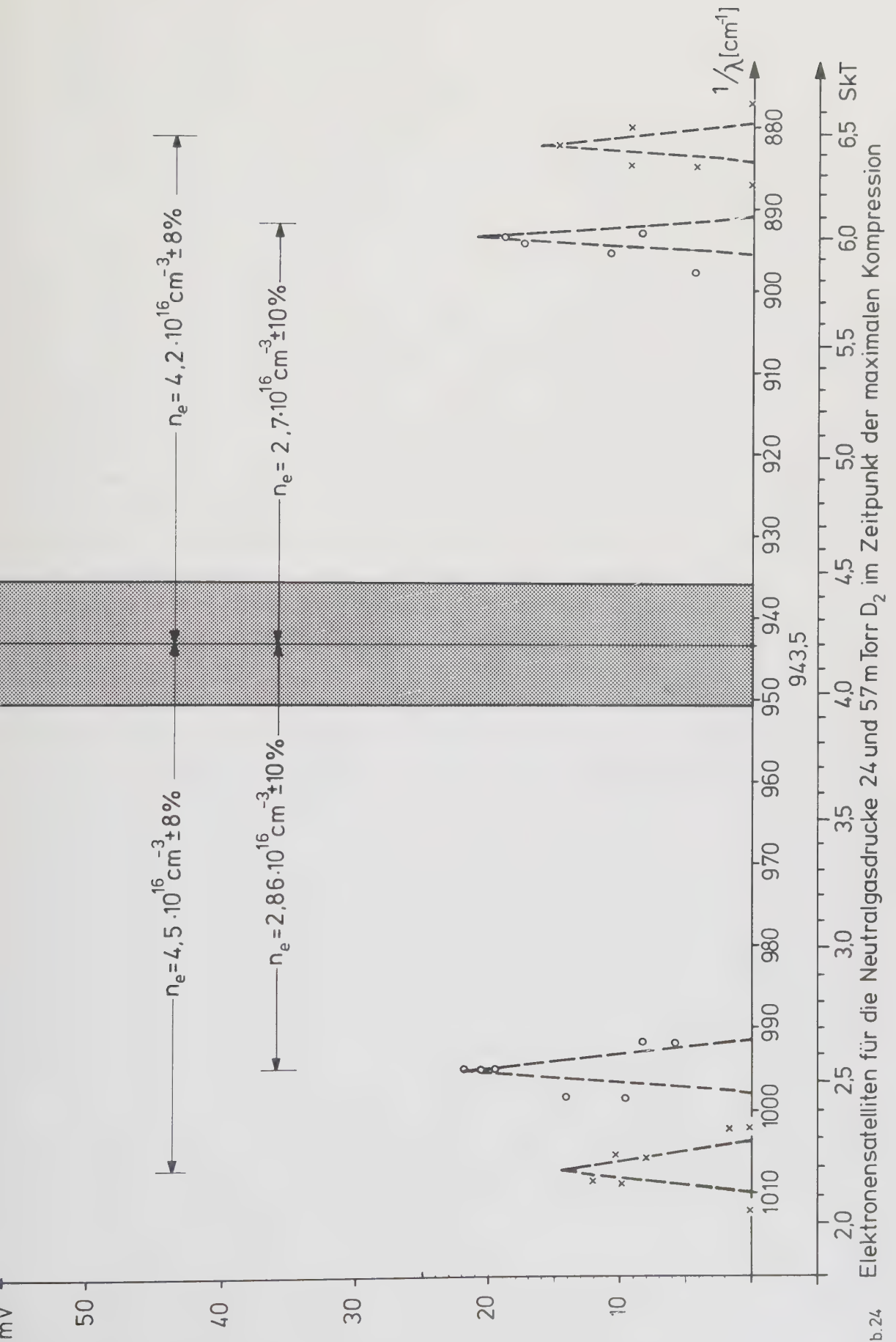
Korrigiert man die ursprüngliche Verteilung der Meßpunkte (Kreise) in Abb. 22 nach diesem Verfahren, so paßt sich die korrigierte Verteilung in Abb. 23 (Kreuze + Kr.) dem ebenfalls eingezeichneten Apparatprofil mit einer Schwankung von nur etwa  $\pm 5\%$  an.

Die systematischen Schwankungen der Elektronendichte während der Laserstreumessungen sind damit weitgehend eliminiert, nicht jedoch die statistischen.

### 7.3 Streulichtmessungen bei verschiedenen Fülldrücken im Maximum der Kompression

Abb. 24 zeigt die Elektronensatelliten bei den Neutralgasdrücken 24 und 57 mTorr, aufgenommen im Zeitpunkt des Kompressionsmaximums. Sie geben in etwa die Grenzen an, innerhalb derer Streulichtsignale registriert wurden. Außerhalb dieser Grenzen war hier die Reproduzierbarkeit der Plasmaerzeugung nicht mehr gewährleistet. Die durch Laserstreumessungen bestimmten Elektronendichten innerhalb dieses Bereiches für den Fülldruck  $p_0$







sind in Abhängigkeit von letzterem in Abb. 25 aufgetragen. Dazu werden die temperaturkorrigierten Werte für die in Tabelle 4 zusammengefaßten, unter den verschiedenen Bedingungen registrierten Elektronendichten verwendet. Zu Vergleichszwecken wurde in Abb. 25 die aus einer Absoluteichung der Plasmakontinuumstrahlung im sichtbaren Spektralbereich (vgl. S. 36) ermittelte Elektronendichte (Kreis) eingezeichnet. Nach Aussage von Abb. 25 wird also für die Elektronendichte durch die Absoluteichung im Mittel ein im Vergleich zu den Laserstreumessungen um etwa 8% größerer Wert gemessen. Eine weitere Möglichkeit, die Laserstreumessungen mit Hilfe der Plasmakontinuumstrahlung zu kontrollieren, bietet die Abb. 26. Die Wurzel aus den relativen Intensitäten der vom IR-Detektor registrierten Plasmaeigenlichtsignale wurde dort über den relativen, temperaturkorrigierten Laserstreumeßwerten für die Elektronendichte aufgetragen. Die in Abb. 20 dargestellten Laserstreumessungen maximaler Reproduzierbarkeit liefern dazu die Bezugswerte.

Im Idealfall erwartet man, daß die eingetragenen Wertepaare (Kreuze) auf der Geraden unter  $45^\circ$  durch den Nullpunkt liegen. Abgesehen vom Bezugspunkt (1,1) ergeben die Laserstreumessungen hier im Gegensatz zu Abb. 25 etwas höhere Dichtewerte als dies den entsprechenden Plasmalichtintensitäten entspricht. Trägt man jedoch die unkorrigierten, nach Gl. (28) ohne Berücksichtigung der Elektronentemperatur berechneten Dichtewerte ebenfalls in Abb. 26 ein, so erkennt man, daß der zur Korrektur der Dichtemessung benutzte Wert für die Elektronentemperatur entweder für den Bezugspunkt zu groß oder für die übrigen Punkte zu klein angesetzt wurde. Mit einer Elektronentemperatur zur Korrektur des Dichtewertes am Bezugspunkt in Abb. 26 von 45 statt 50 eV jedoch würden alle (korrigierten) Punkte (Kreuze) in Abb. 26 nahezu auf der Geraden unter  $45^\circ$  durch Null liegen. Die Darstellung in Abb. 26 ermöglicht in diesem Sinne eine Kontrolle der gemessenen Elektronentemperaturen.

Der Einfluß des temperaturabhängigen Gliedes bei der Dichtebestimmung aus der Dispersionsformel für Elektronenplasmawellen wird für das hier untersuchte Plasma grob durch die in Abb. 26 eingezeichnete gestrichelte Kurve und durch die Gerade unter  $45^\circ$  durch "Null" veranschaulicht.



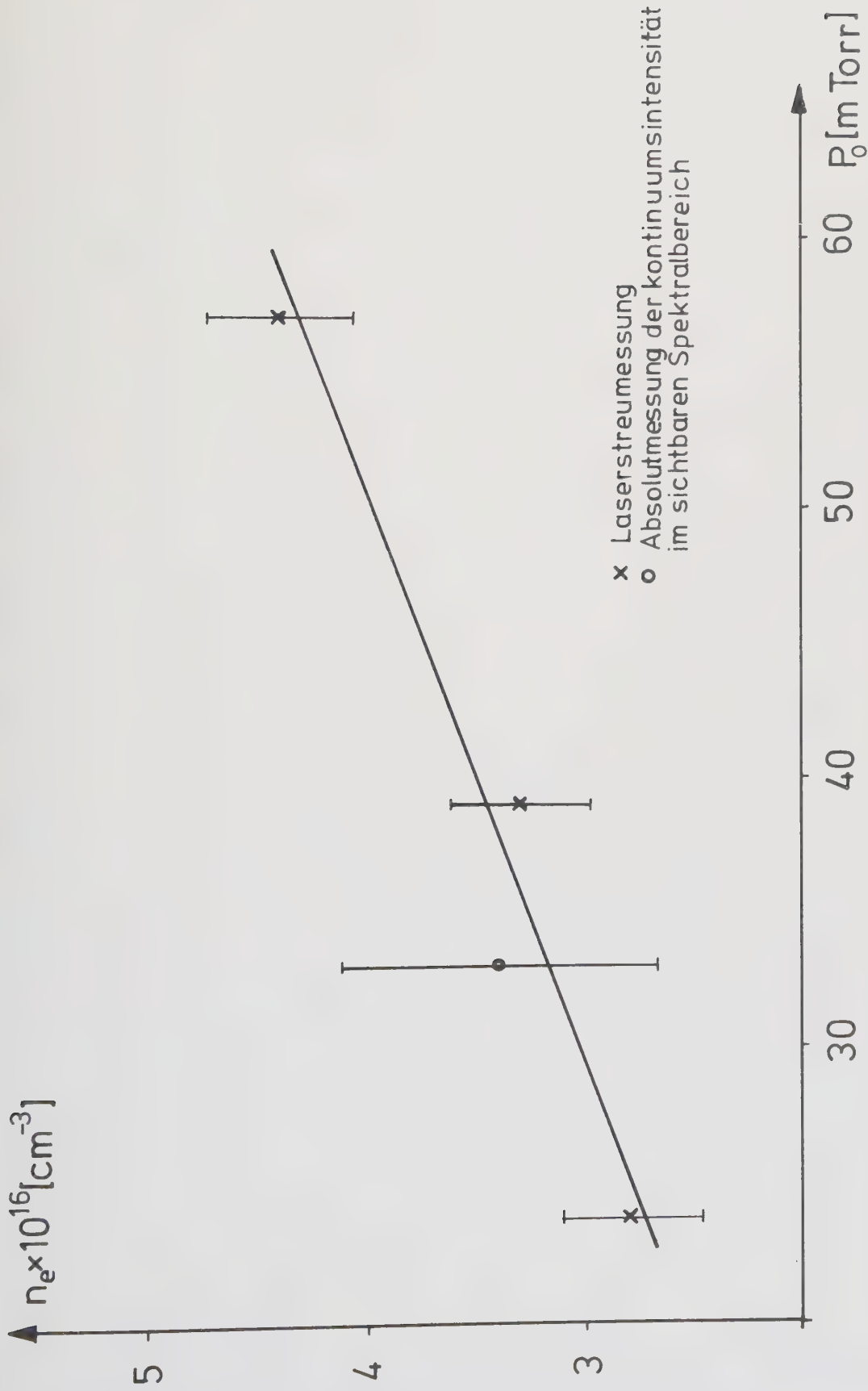
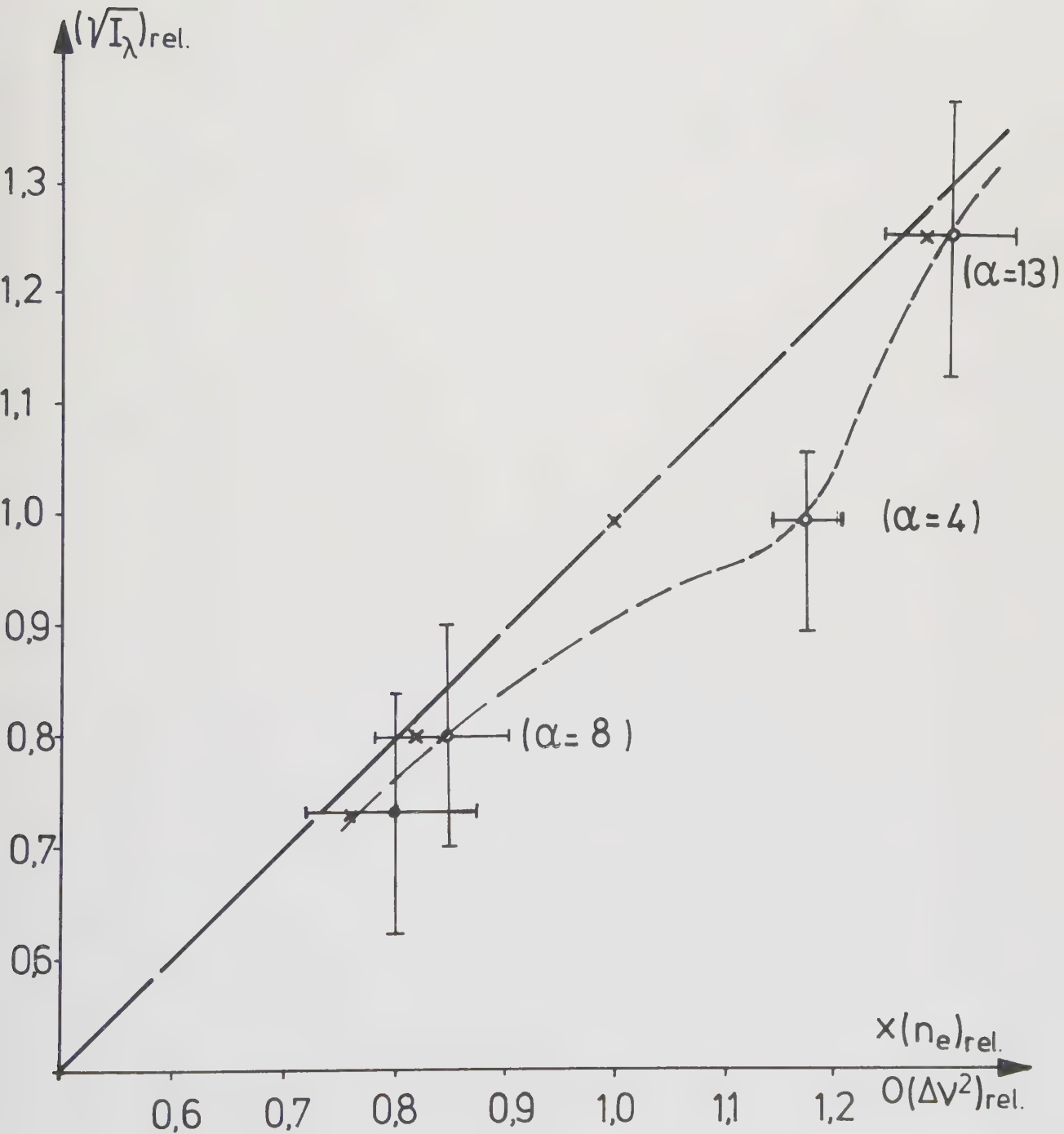


Abb. 25 Elektronendichte als Funktion des Neutralgasdruckes  $P_0$  zum Zeitpunkt der maximalen Kompression.





26 Kontrolle der Laserstreumessungen mit Hilfe der kontinuumsintensität im Infrarotbereich.



**Bemerkungen zur nachstehenden Tabelle 4:**

In Tabelle 4 sind die durch Laserstreuung gemessenen Elektronendichten zusammengefaßt. Darin bedeuten  $n_e$  (links) bzw.  $n_e$  (rechts) die Elektronendichten, welche aus dem Abstand des Elektronensatelliten auf der kurzwelligen bzw. langwelligen Seite der Laserlinie von der letzteren berechnet wurden. Um den Beitrag der Einzelfehler - mangelnde Reproduzierbarkeit, Temperaturmeßfehler und mangelnde Symmetrie - zum Gesamtfehler hervorzuheben, wurden die Absolutbeträge der ersteren bei der Bildung von  $n_e$  (ohne  $T_e$ ) und  $n_e$  (mit  $T_e$ ) addiert. Gleiches gilt für den Fehler des Streuparameters  $\mathcal{A}$ .



Tabelle 4

| $P_o$ [mTorr]         | 39                                           | 39                                            | 24                                            | 57                                            |
|-----------------------|----------------------------------------------|-----------------------------------------------|-----------------------------------------------|-----------------------------------------------|
| Laserzündung          | bei $t = \tau/4$                             | bei $t = 0,6 \cdot \tau/4$                    | bei $t = \tau/4$                              | bei $t = \tau/4$                              |
| $n_e$ (links) ohne Te | $3,96 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 4\%$ | $2,7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 20\%$  | $2,98 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 8\%$  | $4,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 6\%$   |
| $n_e$ (rechts) " Te   | $4,01 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 4\%$ | $2,7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 20\%$  | $2,82 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 8\%$  | $4,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 6\%$   |
| $n_e$ (links) mit Te  | $3,38 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 8\%$ | $2,58 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 22\%$ | $2,86 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 10\%$ | $4,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 8\%$   |
| $n_e$ (rechts) mit Te | $3,43 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 8\%$ | $2,58 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 22\%$ | $2,7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 10\%$  | $4,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 8\%$   |
| $n_e$ ohne Te         | $3,98 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 7\%$ | $2,7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 20\%$  | $2,9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 12\%$  | $4,45 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 10\%$ |
| $n_e$ mit Te          | $3,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 11\%$ | $2,58 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 22\%$ | $2,78 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 14\%$ | $4,38 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \pm 11\%$ |
| $T_e$                 | $50 \text{ eV} \pm 20\%$                     | $10 \text{ eV} \pm 20\%$                      | $10 \text{ eV} \pm 20\%$                      | $7 \text{ eV} \pm 20\%$                       |
| $\alpha$              | $4,2 \pm 16\%$                               |                                               | $8,3 \pm 17\%$                                | $12,6 \pm 16\%$                               |



## 7.4 Der Streuparameter

Wie aus der Tabelle 4 ersichtlich, nimmt der Streuparameter  $\mathcal{L}$  Werte im Bereich zwischen 4 und 13 an. Einige Konsequenzen aus diesen relativ großen Werten im Hinblick auf die hier behandelten Laserstreumessungen werden in den folgenden Abschnitten angegeben.

### 7.4.1 Zur Linienbreite der Elektronensatelliten

Wie aus dem Diagramm der Abb. 2 hervorgeht, nimmt die Halbwertsbreite der Elektronensatelliten für wachsendes  $\mathcal{L}$  stark ab. So bestimmt man bspw. die Halbwertsbreite des Satelliten für  $\mathcal{L} = 4$  aus dieser Darstellung zu

$$\Delta\lambda_{1/2} \approx 70 \text{ \AA}$$

Demnach ist die wahre Breite der hier untersuchten Elektronensatelliten gemäß obiger Tabelle ( $\mathcal{L} > 4$ ) und Abb. 2 in allen Fällen sicher kleiner als 70 Å.

Selbst die gute Reproduzierbarkeit der Streulichtmessungen von  $\pm 2\%$  entsprechend  $\pm 100 \text{ \AA}$  in dem durch Abb. 20 bzw. durch Tabelle 4, Spalte 1 repräsentierten Fall wäre jedoch noch zu gering, um einen merklichen Einfluß einer Linie mit der wahren Breite von 70 Å auf das unter den gegebenen experimentellen Voraussetzungen gemessene Profil sichtbar werden zu lassen. Halbwertsbreiten von einigen hundert Å für die Elektronensatelliten können jedoch erst dann erwartet werden (s./7/,/8/), wenn die Dämpfung der Elektronenplasmawellen wesentlich durch Stöße bestimmt wird. Dazu müßte der Streuparameter Werte im Bereich

$$\mathcal{L} \gtrsim 1,6 \quad \text{annehmen.}$$

Zumindest für die hier ermittelten Werte des Streuparameters im Bereich  $\mathcal{L} \approx 10$  kann jedoch angenommen werden, daß der Dämpfungsmechanismus für die Elektronenplasmawellen nahezu ausschließlich durch die sogenannte Landau-Dämpfung bestimmt wird. Dies bedingt extrem schmale Elektronensatelliten, deren Halbwertsbreiten den genannten, als obere Schranke zu interpretierenden Wert  $\Delta\lambda_{1/2} = 70 \text{ \AA}$  noch um einige Größenordnungen unterschreiten.



Im Falle idealer Reproduzierbarkeit der Streulichtmessungen sollten im Rahmen dieses Experimentes die gemessenen Profile demnach praktisch mit den Apparateprofilen übereinstimmen. Die in Abb. 20 dargestellten Meßergebnisse liefern dafür eine gewisse Bestätigung. Die Verteilung der Meßpunkte in Abb. 20 folgt dem eingezeichneten Apparateprofil so genau, daß eine Entfaltung des gemessenen Profils nicht mehr möglich ist. Mangelnde Reproduzierbarkeit bedingt in den Abb. 22 und 24 eine wesentlich schlechtere Anpassung der Meßpunkteverteilung an das jeweilige Apparateprofil.

Letzteres ist hier ein Dreiecksprofil von  $300 \text{ \AA}$  Halbwertsbreite, so wie es eine unendlich schmale Spektrallinie unter den Voraussetzungen erzeugen würde, daß die Spektrometerspalte beide je  $1 \text{ mm}$  breit sind, die Gitterdispersion  $300 \text{ \AA/mm}$  beträgt und der Austrittsspalt in der Breite voll auf das Detektorelement abgebildet wird. Die in Wellenzahlen lineare Skalierung der Abszisse bedingt diesbezüglich eine etwas unterschiedliche mittlere Breite des Apparateprofils auf den beiden Seiten der Laserlinie.

Was die Reproduzierbarkeit der Streulichtmessungen betrifft, so sei daran erinnert, daß diese in den letzten Abschnitten danach beurteilt wurde, in welchem Maße die in den Abb. 20, 22 und 24 eingezeichneten Apparateprofile parallel zur Abszisse verschoben werden können, ohne daß dadurch die Anpassung dieser Profile an die jeweilige Verteilung der Meßpunkte wesentlich verschlechtert wird. Die Möglichkeit zu einer derartigen Beurteilung der Reproduzierbarkeit ist dadurch gegeben, daß das Apparateprofil und das (bei idealer Reproduzierbarkeit) gemessene Profil aufgrund der geringen wahren Linienbreiten übereinstimmen. Der Vorteil dieser Definition besteht darin, daß die Reproduzierbarkeit quantitativ in Wellenzahlen leicht angegeben und damit der Meßfehler der Elektronendichte aufgrund mangelnder Reproduzierbarkeit direkt beurteilt werden kann.



#### 7.4.2.1 Vergleich der relativen Streulichtmaxima mit den entsprechenden relativen Elektronentemperaturen

Nach Gl. (14) auf Seite 12 ist die frequenzintegrierte Streulichtleistung pro Raumwinkeleinheit unter der Voraussetzung 1 proportional zur Elektronentemperatur.

Da die Halbwertsbreite der Elektronensatelliten kleiner als der Durchlaßbereich des Spektrometers (s. im vorigen Abschnitt) läßt sich mit der vorgegebenen Spektrometeranordnung jene Proportionalität einfach nachprüfen. Dazu vergleicht man die in den Abb. 20, 22 und 24 eingetragenen Streulichtmaxima der Elektronensatelliten bei verschiedenen Fülldrücken im Maximum der Kompression mit den entsprechenden Elektronentemperaturen aus dem Diagramm der Abb. 12.

Die zu vergleichenden Daten sind in der nachstehenden Tabelle 5 aufgeführt. Die relativen Streulichtmaxima, gemessen in mV, und die entsprechenden relativen Elektronentemperaturen stimmen innerhalb eines Fehlerintervalls von  $\pm 15\%$  miteinander überein. Die Proportionalität von frequenzintegrierter Streulichtleistung im Elektronensatelliten und Elektronentemperatur ist damit auch experimentell bestätigt.

Tabelle 5

| Fall | $P_0$    | S                   | $T_e$               | $S_1/S_n$ | $T_{e1}/T_{en}$ | t                   |
|------|----------|---------------------|---------------------|-----------|-----------------|---------------------|
| 1    | 39 mTorr | 43 mV<br>$\pm 10\%$ | 46 eV<br>$\pm 15\%$ | 1         | 1               | $\tau/4$            |
| 2    | 39 mTorr | 16 mV<br>$\pm 12\%$ | 20 eV<br>$\pm 20\%$ | 2.7       | 2.3             | $0,6 \times \tau/4$ |
| 3    | 24 mTorr | 19 mV<br>$\pm 12\%$ | 18 eV<br>$\pm 20\%$ | 2.3       | 2.6             | $\tau/4$            |
| 4    | 56 mTorr | 14 mV<br>$\pm 20\%$ | 15 eV<br>$\pm 20\%$ | 3.1       | 3.1             | $\tau/4$            |



Zur Tabelle 5 seien noch folgende Bemerkungen hinzugefügt:

- a) Der Wert für die Elektronentemperatur im Fall 1 ist als Mittelwert aus den  $D_{\beta}$ /Kontinuum Messungen (Abb. 12) und den Magnetfeld- bzw. Laserstreumessungen (s.S.44 ) zu verstehen.
- b) Da im Fall 1 sowohl die Schwankung des Streulichtmaximums als auch die der Elektronentemperatur am geringsten ist, dienen letztere als Bezugswerte für die relativen Streulichtmaxima und Elektronentemperaturen.
- c) Die Elektronentemperatur im Fall 2 kann nicht aus dem Diagramm der Abb.12 entnommen werden, denn dieses bezieht sich lediglich auf Messungen der Elektronentemperatur im Maximum der Kompression ( $t = \tau/4$ ).  
Der Wert von  $20 \text{ eV} \pm 20\%$  wurde jedoch ebenfalls aus  $D_{\beta}$ -zu-Kontinuum Messungen gewonnen.
- d) In den Fällen 2, 3 und 4 kann die Elektronentemperatur auch mit Hilfe der Abb. 26, der Tabelle 4 auf Seite 74 und der Dispersionsbeziehung für longitudinale Elektronenplasma- wellen bestimmt werden (s. Gl. (23) auf S. 62).  
Abb. 26 liefert diesbezüglich die wahre Elektronendichte bezogen auf den Wert  $3,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Aus Tabelle 4 entnimmt man den durch Streumessung gewonnenen Wert für den Frequenz- abstand ( $\tilde{\nu}_s - \tilde{\nu}_L$ ) der Elektronensatelliten von der Laserlinie (gemessen in Einheiten der Elektronendichte). Gleichung (28) ergibt dann die Elektronentemperatur. Sie stimmt mit den aus  $D_{\beta}$ -zu-Kontinuum Messungen ermittelten Werten im Rahmen des in Tabelle 5 angegebenen Fehlerintervalls überein.  
(Die in Abb. 26 eingetragenen "wahren", also mit Berücksich- tigung der Elektronentemperatur ermittelten, Elektronendich- ten - Kreuze - sind auf Messungen der Elektronentemperatur mit Hilfe des Intensitätsverhältnisses von C IV--zu C III- Linien gegründet. Wie Abb. 26 zeigt, ergeben diese Messungen zu kleine Elektronentemperaturen. Beim Vergleich mit den Streulichtmaxima wurden diese Messungen nicht berücksichtigt. Die weniger gute Übereinstimmung von relativem Streulicht- maximum und relativer Elektronentemperatur im Fall 4 ist auf mangelnde Reproduzierbarkeit in der Einstellung des Füll-



druckes  $p_0 = 56$  mTorr sowohl bei den Laserstreuungsmessungen als auch bei der Temperaturbestimmung aus  $D_\beta$ -zu-Kontinuum-Messungen zurückzuführen.

#### 7.4.2.2 Bestimmung von Elektronentemperaturen aus den Streulichtmaxima der Elektronensatelliten

Die Absolutwerte der Streulichtmaxima und die der entsprechenden Elektronentemperaturen aus den Spalten 3 und 4 der Tabelle 5 (s.S. 77) sind im Diagramm der Abb. 27 gegeneinander aufgetragen. Damit kann aus einem beliebigen Streulichtmaxima in dem untersuchten Dichtebereich ( $2 \cdot 10^{16} < n_e < 5 \cdot 10^{16}$ ) die zugehörige Elektronentemperatur mit einer Genauigkeit von  $\pm 20\%$  bis  $\pm 30\%$  bestimmt werden (nach Maßgabe der beiden gestrichelten Geraden in der Abb. 27). Die Frage, ob dieses Verfahren der Bestimmung von  $T_e$  auch in einem anderen als in dem hier untersuchten Bereich der Parameter  $T_e$  und  $n_e$  angewandt werden kann, führt zu der Frage, welche physikalischen Voraussetzungen dabei erfüllt sein müssen. Als solche seien folgende genannt:

1. Die frequenzintegrierte Streulichtleistung der Elektronen muß im wesentlichen in den Elektronensatelliten konzentriert sein.
2. Frequenzverschiebungen von der Größenordnung der Plasmafrequenz im Streuspektrum sollten nur von thermisch angeregten Fluktuationen, nicht dagegen von anderen kollektiven Phänomenen wie Plasmaturbulenz oder hyperthermischen Fluktuationen erzeugt werden.

Ob insbesondere diese Voraussetzung für den in diesem Experiment untersuchten Parameterbereich von  $T_e$  und  $n_e$  als erfüllt angesehen werden kann, wurde bisher noch nicht ausdrücklich untersucht. In dem folgenden Abschnitt wird daher mit Hilfe von experimentell begründeten Argumenten nachgewiesen, daß hier mit großer Wahrscheinlichkeit thermische Fluktuationen die gemessene spektrale Streulichtverteilung verursachen.

##### 7.4.3.1 Zur Frage, ob thermische Fluktuationen das gemessene Streuspektrum bestimmen

Es sei nun die Frage gestellt, ob das beobachtete Streuspektrum allein durch thermische Fluktuationen bestimmt wurde. Zur Beant-



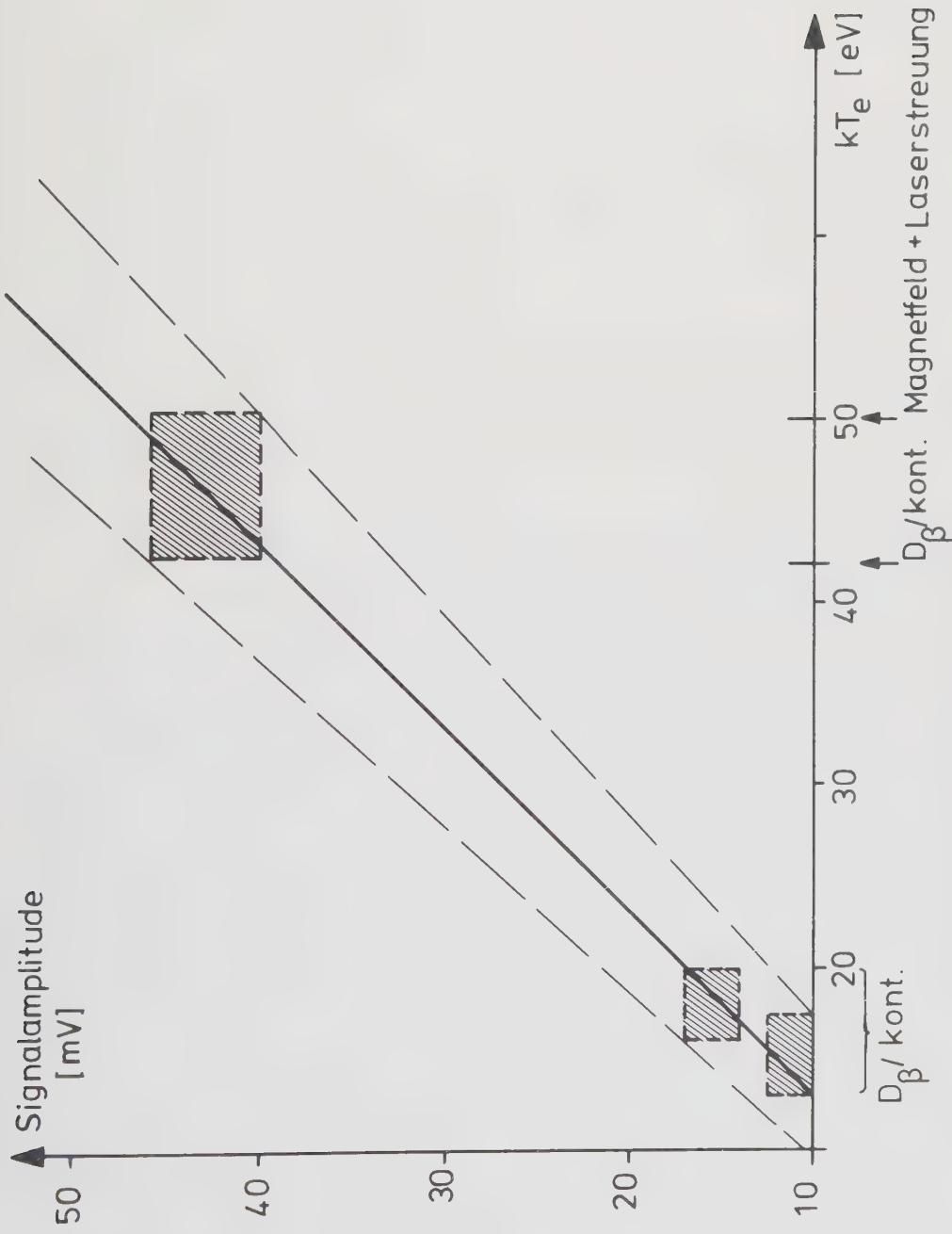


Abb.27 Spektroskopische Eichung der Streulichtmaxima zur Bestimmung der Elektronentemperatur



wortung seien die folgenden experimentell ermittelten Ergebnisse herangezogen.

1. Die aus einer Frequenzmessung im Streuspektrum ermittelte Elektronendichte stimmt mit der aus der Intensität der Plasmakontinuumstrahlung gewonnenen im Rahmen der Meßgenauigkeit überein. Dies gilt sowohl für den sichtbaren Spektralbereich (Abb. 25) als auch im Infrarotbereich (Abb. 26).
2. Die Proportionalität von Elektronentemperatur und frequenzintegrierter Streulichtleistung gilt in allen untersuchten Fällen aus dem Dichtebereich  $2 \cdot 10^{16} < n_e < 5 \cdot 10^{16}$  mit der durch Abb. 27 gegebenen Genauigkeit.
3. Das experimentell ermittelte Verhältnis der Streulichtintensität zur Intensität der Plasmakontinuumstrahlung stimmt mit dem entsprechenden berechneten Verhältnis überein, wenn dabei jeweils von unterschiedlichen Plasmaschichtdicken ausgegangen wird (s. im nächsten Abschnitt).

Obwohl diese 3 experimentellen Ergebnisse zur eindeutigen Beantwortung der oben gestellten Frage nicht ausreichen, deutet insbesondere Punkt 2 doch darauf hin, daß keine überthermischen Fluktuationen eine Rolle spielten.

#### 7.4.3.2 Vergleich des berechneten Intensitätsverhältnisses von Plasmalicht zu Streulicht mit dem gemessenen bei $\lambda = 11,4 \mu$

Dieser Vergleich wird hier für die beiden in den Abb. 20 und 22 dargestellten Streulichtmessungen durchgeführt. Unter sonst gleichen Bedingungen wird dabei das Streulicht in den Kompressionsphasen  $t_1 = 0,6 \tau/4$  und  $t_2 = \tau/4$  beobachtet. Für eine Laserleistung von 20 MW und die entsprechenden Meßwerte für Elektronentemperatur- und dichte berechnet man aus Gl. 20, S. 18, die in der nachstehenden Tabelle angegebenen Werte für  $(P_S/P_B)_{\text{theor.}}$ . Aus den entsprechenden Signalamplituden in den Oszillogrammen von Abb. 20 und Abb. 22 bestimmt man  $(P_S/P_B)_{\text{gem.}}$ .



Tabelle 6

| $p_0$ [mTorr] | $n_e$ [cm <sup>-3</sup> ] | $T_e$ [eV] | $\alpha$ | $(P_S/P_B)_{\text{theor.}}$ | $(P_S/P_B)_{\text{gem.}}$ |
|---------------|---------------------------|------------|----------|-----------------------------|---------------------------|
| 39            | $2,8 \cdot 10^{16}$       | 10         | 8        | 9                           | 4                         |
| 39            | $3,4 \cdot 10^{16}$       | 45         | 4        | 43                          | 15                        |

Die gemessenen Intensitätsverhältnisse sind um den Faktor 2 bis 3 kleiner als die berechneten. Da jedoch alle bisher vorliegenden experimentellen Erfahrungen mit großer Wahrscheinlichkeit darauf schließen lassen, daß thermisch angeregte Fluktuationen die gemessene spektrale Streulichtverteilung bewirken, so muß die Differenz der beiden miteinander verglichenen Intensitätsverhältnisse entweder in Meß- oder in Rechenfehlern zu suchen sein.

Aus der experimentell bestätigten Proportionalität von frequenzintegrierter Streulichtleistung und Elektronentemperatur (s.S. 77) und der Tatsache andererseits, daß zwischen den Aufnahmen der Elektronensatelliten, dargestellt in den Abb. 20 und 22, die Justierung der optischen Systeme zur Streulichtbeobachtung und zur Führung des Laserlichts wiederholt überprüft wurde, kann gefolgert werden, daß keine groben, systematischen Justierfehler in den obigen Vergleich von  $(P_S/P_B)_{\text{theor.}}$  und  $(P_S/P_B)_{\text{gem.}}$  eingehen. Die mangelnde Übereinstimmung dieser Größen in obiger Tabelle kann daher nur darauf zurückgeführt werden, daß bei der Berechnung der Plasmaeigenlichtintensität von unzutreffenden Annahmen ausgegangen wurde. In der Gl. 20, S. 18, zur Berechnung des Verhältnisses

$$P_S/P_B = 1,8 \cdot 10^{25} (kT_e)^{1,3} \cdot P_L \cdot n_e^{-2}$$

tritt die Plasmaschichtdicke nicht mehr auf. In der Formel 19 auf Seite 17 für die Streulichtleistung

$$P_S = 1,52 \cdot 10^{-12} (kT_e) \cdot 1 \cdot P_L$$

ist die Größe 1 durch die Höhe des Spektrometereintrittsspalt zu  $1 = 1,3$  cm festgelegt. Dieser Wert entspricht dem Durchmesser



des stark leuchtenden Teildes der in dem Streakphoto auf S. 33 sichtbaren Plasmasäule im komprimierten Zustand. Auch zur Berechnung der Plasmaeigenlichtintensität  $P_B$  in Gl. (17), S. 17

$$P_B = 8,3 \cdot 10^{-38} \cdot n_e^2 \cdot l \cdot (kT_e)^{-0,3}$$

wurde dieser Wert 1 zugrunde gelegt und überdies für die Elektronendichte  $n_e$  der durch Laserstreuung ermittelte, also lediglich längs des Durchmessers  $l = 1,3$  cm über den inneren Teil der Plasmasäule gültige Wert eingesetzt.

Die Plasmaeigenlichtstrahlung aus Randschichten bleibt daher in der Formel 20 unberücksichtigt. Das Verhältnis von  $(P_S/P_B)_{\text{gem.}}$  zu  $(P_S/P_B)_{\text{ber.}}$  muß somit, wie auch durch Tabelle 6 bestätigt, einen Wert  $< 1$  ergeben.

Außerhalb der zentralen Plasmasäule wurden keine Messungen für  $T_e$  und  $n_e$  durchgeführt, so daß über den Betrag zu  $P_B$  aus den Plasmarandzonen keine quantitativen Aussagen gemacht werden können. Einen Eindruck von der Größenordnung dieses Beitrages liefert die folgende Überlegung.

Setzt man in Gl. 17 die Elektronendichte aus der Druckbilanzgleichung ein, so erhält man für  $P_B$  die Beziehung

$$P_B = \text{konst.} \cdot (B_a^2 - B_i^2)^2 \cdot l / kT_e$$

Ausgehend von der Achse der Plasmasäule nehmen sowohl  $(B_a^2 - B_i^2)$  als auch  $kT_e$  schnell mit wachsendem Radius der Plasmasäule nach außen hin ab, nicht jedoch deren Quotient. Betrachtet man diesen, also das Glied  $(B_a^2 - B_i^2)^2 / kT_e$  in grober Näherung als konstant über die Plasmasäule des Durchmessers  $\emptyset = l = 3,5$  cm, dem Durchmesser desjenigen Plasmahohlzylinders, in dem nach Aussage des Streakphotos auf S. 33 noch schwach leuchtendes Plasma vorhanden ist, so erkennt man, daß in der Formel 17 zur Berechnung von  $P_B$  etwa das 2- bis 3-fache des ursprünglich darin eingesetzten Wertes für  $l$  ( $l = 1,3$ ) in Rechnung gestellt werden muß. Auch die Darstellung des inneren Magnetfeldes  $B_i$  in Abb. 11 (S. 39) zeigt die Notwendigkeit, mindestens das 2-fache des ursprünglich benutzten, in Abb. 11 maßstäblich gekennzeichneten Wertes für die Schichtdicke  $l$  einzusetzen; dies auch im Hinblick auf die folgende Bemerkung:



Ergänzt man in Abb. 11 das Diagramm des Magnetfeldes  $B_i$ , ausgehend von den gemessenen Werten qualitativ bis zur Innenwand des Entladungsgefäßes, wo ja das äußere maximale Feld vorhanden sein muß (Kurvenverlauf durch Punkte angedeutet), so erkennt man, daß beiderseits der Rohrachse noch je ein Minimum für  $B_i$  (mit  $B_i < B_a$ ), d.h. ein (relatives) Maximum für die Elektronendichte erscheint. Die gleiche Aussage erhält man auch aus dem Streakphoto. Auch diese Plasmaschichten liefern einen Beitrag zur Kontinuumsstrahlung.

Betrachtet man den Beitrag der Plasmarandzonen als alleinige Ursache dafür, daß die aus Absolutmessungen der Kontinuumsstrahlung im sichtbaren Spektralbereich ermittelten Elektronendichten im Vergleich zu den Laserstreuungsmessungen höhere Werte ergeben (Abb. 25, S. 71), so folgt, daß der Beitrag der Plasmarandschichten zur Kontinuumsstrahlung (im sichtbaren Spektralbereich) durch die obige Überlegung als zu hoch eingestuft wurde. Dabei muß jedoch bedacht werden, daß in Abb. 25 Mittelwerte miteinander verglichen werden, während  $(P_S/P_B)_{\text{gem.}}$  für den Vergleich in Tabelle 6 aus einzelnen Meßwerten bestimmt wurde. Der Faktor 2 bis 3, um den in Tabelle 6  $(P_S/P_B)_{\text{gem.}}$  kleiner ist als  $(P_S/P_B)_{\text{ber.}}$ , kann also allein damit erklärt werden, daß der Wert für die Plasmaschichtdicke 1 bei der Berechnung der Plasmaeigenstrahlung entsprechend zu klein geschätzt wurde.

Eine weitere Möglichkeit zur Erklärung dieser Diskrepanz kann zumindest darin gesehen werden, daß im Plasma die Anzahldichten schwerer Ionen mit hoher Ionenladungszahl  $Z$  als nicht vernachlässigbar klein betrachtet werden dürfen; dies insbesondere auch deshalb, weil die Intensität der Bremsstrahlung proportional zum Quadrat der Ionenladungszahl  $Z$  anwächst. Die experimentelle Erfahrung zeigt jedoch auch hier, daß dieser Beitrag zur Plasmakontinuumsstrahlung in der ersten Viertelperiode der  $\theta$ -Pinch-Entladung vernachlässigt werden darf. Für alle späteren Perioden gilt dies nicht mehr.

#### 7.4.3.3 Bestimmung der Elektronentemperatur durch Laserstreuungsmessungen zu verschiedenen Zeiten im Verlauf der Plasmakompression bei $p_0 = 39 \text{ mTorr D}_2$

Die mit dem Diagramm der Abb. 27 gegebene Möglichkeit, die Elektronentemperatur aus den Streulichtmaxima der Elektronen-



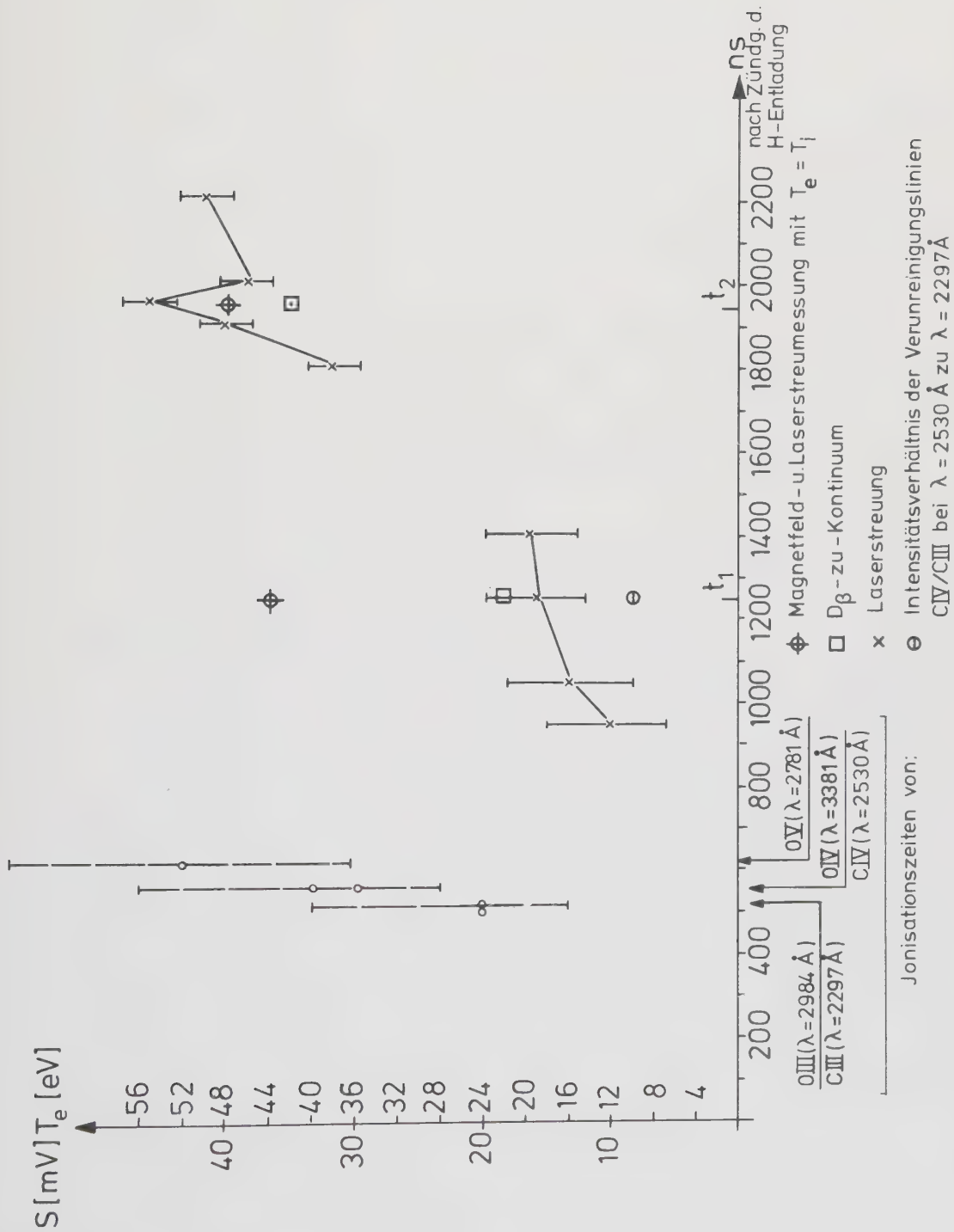


Abb.28 Zeitlicher Verlauf von  $T_e$  während der Hauptentladung bei 39m Torr D<sub>2</sub>, gemessen mit verschiedenen Methoden.  
(S=Streulichtmaximum der Elektronensatelliten)



satelliten zu bestimmen, wird hier angewandt, um Aussagen über die Elektronentemperatur in solchen Zeitpunkten zu gewinnen, welche von den Zeiten  $t_1 = 0,6 \cdot \tau/4$  und  $t_2 = \tau/4$  verschieden sind.

Der zu diesen Zeiten durchgeführte Vergleich der Streulichtmaxima mit den aus anderen spektroskopischen Methoden gewonnenen Meßwerte für  $T_e$  wurde schon für die Zusammenstellung der Tabelle 5 benutzt.

Das Diagramm der Abb. 28 stellt diesen Vergleich nochmals dar und zeigt den Verlauf der Elektronentemperatur in der Nähe von  $t_1$  und  $t_2$ . Dabei sind folgende Tatsachen bemerkenswert:

1. Zum Zeitpunkt  $t = t_1$  liefert die Bestimmung der Elektronentemperatur mit Hilfe der Magnetfeldmessungen gemäß dem auf S. 43 beschriebenen Verfahren einen zu großen Wert für  $T_e$ ; dies jedoch unter der Voraussetzung  $T_e = T_i$ .
2. Aus der Eingrenzung der Laserstreumeßwerte im Fall  $t = t_1$  durch Meßwerte solcher spektroskopischer Methoden, welche speziell für die Messung von  $T_e$  charakteristisch sind, kann zusammen mit den Magnetfeldmessungen auf  $T_i = 3,5 \cdot T_e = 70$  eV geschlossen werden.

Die höhere Ionentemperatur im Vergleich zu der der Elektronen ist bekannterweise typisch für alle  $\theta$ -Pinch-Entladungen in frühen Kompressionsphasen.

3. Die gute Übereinstimmung der  $D_{\beta}$ -zu-Kontinuum mit der Laserstreumessung kann als Bestätigung der Theorie angesehen werden, die im Falle eines thermischen Plasmas und ungleichen Temperaturen  $T_e$  und  $T_i$  keinen direkten Einfluß auf die frequenzintegrierte Streulichtleistung im Elektronensatelliten ergibt. (In Gl. 14, S. 12 kommt die Ionentemperatur nicht vor) Zu diesem Vergleich sei bemerkt, daß der Temperaturmeßwert aus dem Intensitätsverhältnis von  $C_{IV}$  und  $C_{III}$  Verunreinigungslinien zu ungenau ist und dabei nicht berücksichtigt werden darf. (Das Intensitätsmaximum dieser Linien wird in der Implosionsphase des Pinches bereits zu einem Zeitpunkt von etwa 550 ns nach Zündung der Hauptentladung erreicht. Zu späteren Zeitpunkten ist diese Intensität relativ klein, und die Bestimmung von  $T_e$  daher relativ ungenau.)



4. Nach steilem Anstieg erreicht die Elektronentemperatur bei  $t = t_2$  ein relatives Maximum. Während des vergleichsweise relativ langen Zeitraumes von 1,8 bis 2,2  $\mu\text{s}$  behält sie den Mittelwert von etwa 50 eV mit 20%iger Schwankung bei. Das Gleichgewicht zwischen  $T_e$  und  $T_i$  kann praktisch als erreicht betrachtet werden. Für den im nächsten Abschnitt durchgeführten Vergleich der frequenzintegrierten Streulichtintensität in den Elektronensatelliten und in der Ionenlinie bei  $t = t_2 = \tau/4$  kann daher  $T_e = T_i$  vorausgesetzt werden.

#### 7.4.4 Vergleich der Streulichtleistungen in der Ionenlinie und im Elektronensatelliten am Beispiel der in Abb. 29 dargestellten Messungen

##### 7.4.4.1 Bemerkungen zur Laserfrequenz

Abb. 29 zeigt die Ergebnisse der Messungen für den Neutralgasdruck  $p_0 = 39$  mTorr im Maximum der Kompression nochmals, jetzt aber im Gegensatz zu Abb. 20 in logarithmischer Darstellung. Man sieht jetzt das Verhältnis von Streulichtintensität in den Elektronensatelliten zur Intensität des Falschlichts plus des Streulichts der Ionenlinie, die beiden letzteren Intensitätsanteile konzentriert um die Laserlinie; andererseits zeigt die Abb. auch die Symmetrie dieser zentralen Linie aus Falschlicht und Streulicht zur Frequenz der P-20-Rotationslinie für den Laserübergang. Dies mag als Bestätigung dafür dienen, daß in dem hier benutzten  $\text{CO}_2$ -Laser die Besetzungsinversion wesentlich durch die P-20-Linie abgebaut wird.

##### 7.4.4.2 Vergleich der Streulichtleistungen

Aus Abb. 4 im allgemeinen Teil dieser Arbeit entnimmt man, daß für den Wert des Streuparameters  $\mathcal{L} = 4,2$  (s. Tab. 4, S. 74) die in der zentralen Ionenkomponente konzentrierte Streulichtleistung diejenige in beiden entsprechenden Elektronensatelliten in Abb. 29 um einen Faktor 8, diejenige in einem einzelnen Satelliten um den Faktor 16 übertrifft.

Die frequenzintegrierte Intensität der Ionenkomponente beträgt also etwa 10% des gemessenen Falschlichts.



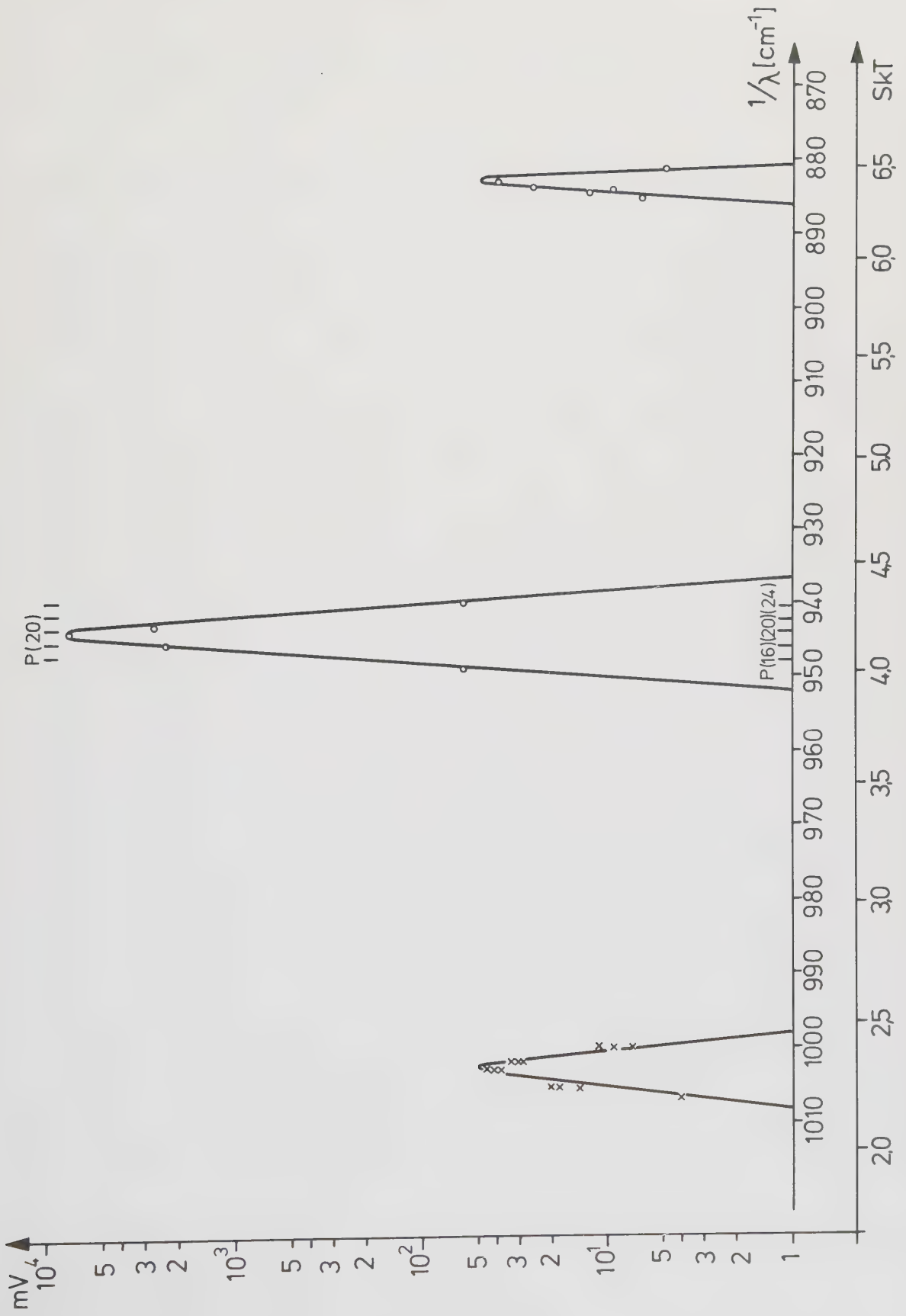


Abb.29 Elektronensatelliten wie in Abb.20 ,jedoch mit logarithmischer Teilung der Ordinate



## 7.5 Vergleich der Ergebnisse mit der Zielsetzung

### 7.5.1 Zum experimentellen Aufbau

Zusammenfassend sollen hier die eingangs - S. 3 - aufgestellten Zielsetzungen mit den oben diskutierten Ergebnissen verglichen werden.

Was die Erwartungen an die apparative Seite der ausgewählten experimentellen Anordnungen betrifft, so wurden sie mit der hier benutzten Apparatur erfüllt. Dabei ist als Positivum herauszustellen, daß die Elektronensatelliten ohne Maßnahmen gegen das Laserfalschlicht beobachtet werden konnten. Insbesondere erübrigte sich deshalb ein Blendensystem zur Falschlichtunterdrückung, wodurch die Justierschwierigkeiten für die optische Anordnung auf ein erträgliches Maß begrenzt blieben. Will man jedoch eine Aufnahme des Streuspektrums statt in der Nähe der Plasmafrequenz bei der Laserfrequenz durchführen, so bedeutet der Verzicht auf ein Blendensystem zur Falschlichtunterdrückung eine enge Begrenzung der experimentellen Anordnung, insbesondere im Hinblick auf die Analyse der Ionenlinie. Wie auf S. 86 dargelegt, ist in diesem Spektralbereich die Falschlichtintensität um über eine Größenordnung höher als die Streulichtintensität in der Ionenlinie. Eine weitere Einschränkung der experimentellen Möglichkeiten besteht darin, daß die Laserenergie stark in den Resonatormoden hoher transversaler Ordnungszahlen konzentriert ist und somit durch die optische Anordnung zur Führung des Laserlichts in das Plasma um den Faktor  $1/8$  reduziert wird (vgl. S. 58).

Schließlich war hier eine dritte Einschränkung der experimentellen Möglichkeiten durch folgende technische Grenze der Versuchsanordnung gegeben.

Die Triggerimpulse für die Kondensatorbatterien des Lasers und -es  $\theta$ -Pinches werden in einem System miteinander gekoppelter Impulsgeneratoren erzeugt (s. Abb. 6). Elektrische Störungen in diesem System während der Zündung des  $\theta$ -Pinches verursachen eine statistische Schwankung des Laserzündzeitpunktes um bis zu  $\pm 300$  ns. Laserstremessungen während der Implosionsphase des  $\theta$ -Pinches in einem Zeitraum von etwa 150 ns wurden dadurch



außerordentlich erschwert. Durch geeignete technische Maßnahmen sollte diese Schwierigkeit bei künftigen Streulichtmessungen mit dem  $\text{CO}_2$ -Laser prinzipiell vermieden werden können. Zusammenfassend sei festgestellt, daß im Hinblick auf Quantität und Qualität der durch Analyse des Frequenzspektrums in der Nähe der Plasmafrequenz erzielten Informationen über die Plasmaparameter hier ein relativ hoher Aufwand zur Erzeugung der ausgenutzten Laserleistung getrieben werden mußte. Der in /17/ beschriebene, bei halbem Atmosphärendruck zu betreibende  $\text{CO}_2$ -Laser von 20 MW Ausgangsleistung kann bei zukünftigen Untersuchungen in Verbindung mit einem modifizierten System zur Fokussierung der Laserstrahlung mit großer Wahrscheinlichkeit die gleichen Ergebnisse liefern, dabei aber eine wesentliche Vereinfachung des experimentellen Aufbaus ermöglichen.

#### 7.5.2 Zusammenfassung der Meßergebnisse

An dem von einem  $\theta$ -Pinch ( $B_a = 10 \text{ kG}$ ) erzeugten Plasma wurden im Dichtebereich  $2 \cdot 10^{16} < n_e < 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und im Bereich der Elektronentemperatur  $10 \text{ eV} < T_e < 50 \text{ eV}$  Streulichtmessungen mit einem  $\text{CO}_2$ -Laser durchgeführt. Dabei gründen sich die Aussagen über die Elektronendichten im wesentlichen auf Frequenzmessungen im Streulichtspektrum im Bereich der Plasmafrequenz. Messungen der relativen Elektronentemperatur dagegen wurden mit Hilfe der relativen Intensität des Laserstreulichts in den Elektronensatelliten gewonnen.

Für dieses Meßverfahren ist jedoch ein thermisches Plasma die Voraussetzung. Um zu prüfen, ob dies hier der Fall war, wurde die Streulichtintensität mit der Plasmaeigenlichtintensität verglichen. Dieser Vergleich liefert jedoch kein hinreichendes Kriterium dafür, daß das Plasma thermisch war.

Insgesamt kann das hier bei großen Werten für den Streuparameter ( $\alpha > 4$ ) angewandte Verfahren der Bestimmung von  $n_e$  und  $T_e$  als Vertauschung des bei kleinen  $\alpha$ -Werten ( $\alpha < 1$ ) benutzten angesehen werden. Letzteres nämlich ermittelt die Elektronentemperatur mit Hilfe einer Frequenzmessung, während die Elektronendichte aus einer Intensitätsmessung bestimmt wird.



## L I T E R A T U R

- / 1/ J.A. Fejer;  
Can. J. Phys. 39 (1961) 716 - 740
- / 2/ D. Bohm und E.P. Gross;  
Phys. Rev. 75, 12 (1949) 1851  
Phys. Rev. 75, 12 (1949) 1864
- / 3/ H.J. Kunze;  
"The Laser as a Tool for Plasma Diagnostics",  
in W. Lochte-Holtgreven (Hsg.) "Plasma Diagnostics",  
North Holland Publishing Co., Amsterdam (1968)
- / 4/ D. Rusbüldt;  
ETZ - 92 (1971) 278 - 283
- / 5/ A.W. De Silva und G.C. Goldenbaum;
- / 6/ L. Spitzer;  
Phys. of Fully ionized Gases, 2nd edition,  
Interscience, New York (1967)
- / 7/ A. Ron, J. Dawson, C. Obermann;  
Phys. Rev. 132, 2, (1963) 497
- / 8/ D.F. Du Bois and V. Gilinsky;  
Phys. Rev. 133, 5A (1964) 1317
- / 9/ E. Hintz;  
KFA Jülich, Ber. 2 (1962)
- /10/ H. Kever;  
KFA Jülich, Ber. 2 (1960)
- /11/ K. Höthker;  
KFA Jülich, Int. Ber. (1975)
- /12/ R.W.P. McWhirter;  
"Spectral Intensities", in "Plasma Diagnostic Techniques",  
ed. Huddleston & Leonard, S. 201 -261
- /13/ H.R. Griem;  
Plasma Spectroscopy; Mc Graw - Hill Book Comp.
- /14/ P. Bogen;  
"X-Ray Emission from Plasmas", in Plasma Diagnostics,  
Hsg. W. Lochte-Holtgreven, North-Holland, Amsterdam 1968,  
S. 426
- /15/ D. Rusbüldt;  
KFA Jülich, Beri. Nr. 578 (1969)
- /16/ D. Rusbüldt;  
KFA Jülich, Ber. Nr. 1056 (1974)



- /17/ D. Rusbüldt und H. Hartwig;  
Atomkernenergie 19 (1972) 211
- /18/ E.H. Putley;  
J. Sci. Instr. 43, 875 (1966)
- /19/ H. Levinstein;  
Appl. Optics, 4, 6, 639 (1965)
- /20/ R.F. Potter, J.M. Pernet, A.B. Naugle;  
Proc. of the IRE; Paper 4.1.2., S. 1503 (1959)
- /21/ D. Rusbüldt;  
pers. Mitteilung
- /22/ D. Rusbüldt;  
pers. Mitteilung



Herrn Prof. Dr. H.J. Kunze danke ich für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit und deren kritische Durchsicht.

Herrn Prof. Dr. H. Schlüter gilt mein Dank, daß er als Korreferent das Manuskript kritisch und mit Interesse durchgesehen hat.

Herrn Dr. E. Hintz danke ich dafür, daß er die Arbeit ermöglicht hat und wertvolle Hinweise für deren Durchführung gab.

Herrn Dr. D. Rusbüldt danke ich für tatkräftige Unterstützung, nützliche Diskussion und kritische Durchsicht des Manuskriptes.

Herrn Hartwig danke ich für seine ständige Hilfsbereitschaft, tatkräftige Unterstützung und wertvollen Diskussionsbeiträge, dies insbesondere beim Einsatz des  $\text{CO}_2$ -Lasers und der schwierigen Justierungen der optischen Systeme.

Stellvertretend für alle Mitarbeiter der Institutswerkstätten danke ich den Herren Smolich, Hiller, Hellenbroich und Overkott für die fachgerechte und schnelle Ausführung der aufgetragenen Arbeiten.

Die saubere Zeichnung der Bilder sowie photographische Arbeiten besorgte Herr Cosler und die Mitarbeiter Herr Schürer und Frau Biermann der Konstruktionsabteilung sowie Frau Klinkmann als Photolaborantin.

Frau K. Breuer hat das Manuskript und dessen Änderungen mit Sorgfalt geschrieben.

Diesen genannten sowie den ungenannten Mitarbeitern gilt mein Dank für die gute Zusammenarbeit.



LEBENS LAUF

|               |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    |
|---------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 21.02.1937    | Geburt in Stettin als Sohn der Elisabeth Schlott geb. Luff und des Reichsbahnamtmannes Karl-August Schlott                                                                                                                                                                                                                                         |
| 1943 - 1949   | Volksschule Büdingen / Hessen                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |
| 1949 - 1958   | Realgymnasium Büdingen / Hessen                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    |
| März 1958     | Abitur                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                             |
| 1958 - 1959   | Studium des Maschinenbaus an der F.H. Darmstadt                                                                                                                                                                                                                                                                                                    |
| 1959 - 1969   | Studium der Physik und Philosophie an der J.W.v.Goethe-Universität in Frankfurt/M.                                                                                                                                                                                                                                                                 |
| November 1969 | Diplom in Physik an der J.W.v.Goethe-Universität, Frankfurt/M.<br>Thema der Diplomarbeit:<br>Aufbau eines Lasergyros und Untersuchung des zeitlichen Emissionsverlaufs eines Rubinlasers im rotierenden Ringresonator                                                                                                                              |
| 1970 - 1971   | Prozeßingenieur in der Abteilung Prozeßentwicklung für Halbleiterbauelemente bei der Firma IBM Sindelfingen                                                                                                                                                                                                                                        |
| 1971 - 1976   | Doktorand im Institut für Plasmaphysik der KFA Jülich<br>Arbeitsgebiete: Entwicklung von CO <sub>2</sub> -Impulslasern zur Plasmadiagnostik<br>Plasmadiagnostik<br>Thema der Doktorarbeit:<br>Bestimmung der Elektronendichte aus dem Streuspektrum, erzeugt durch kollektive Streuung von CO <sub>2</sub> -Laserlicht an einem Theta-Pinch-Plasma |
| 4.06.1976     | Promotion zum Dr. rer. nat. an der Ruhr-Universität Bochum                                                                                                                                                                                                                                                                                         |

Jülich, den 20.07.1976

Manfred Schlott  
.....  
Manfred Schlott





